



Universidad
Carlos III de Madrid

TESIS DOCTORAL

ANÁLISIS DE IONES SUPRATÉRMICOS EN EL TJ-II CON UNA SONDA LUMINISCENTE E INVESTIGACIÓN DE SUS MEJORAS INSTRUMENTALES Y MÉTODOS FÍSICOS

Autor

Marco Antonio Martínez Fuentes

Directores

Dr. Bernardo Zurro Hernández

Dr. Alfonso Baciero Adrados

Tutor

Prof. Víctor Tribaldos Macías

Departamento de Física

Leganés, octubre 2017



Universidad
Carlos III de Madrid

*(a entregar en la Oficina de Posgrado, una vez nombrado el Tribunal evaluador, para preparar el
documento para la defensa de la tesis)*

TESIS DOCTORAL

ANÁLISIS DE IONES SUPRATÉRMICOS EN EL TJ-II CON UNA SONDA LUMINISCENTE E INVESTIGACIÓN DE SUS MEJORAS INSTRUMENTALES Y MÉTODOS FÍSICOS

Autor: *Marco Antonio Martínez Fuentes*

Directores: Dr. Bernardo Zurro Hernández
Dr. Alfonso Baciero Adrados

Firma del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente: (Nombre y apellidos)

Vocal: (Nombre y apellidos)

Secretario: (Nombre y apellidos)

Calificación:

Leganés/Getafe, de de

A mi familia

Agradecimientos

En primer lugar quiero dar las gracias al Dr. Bernardo Zurro Hernández por su amplio apoyo durante mi estancia en el Laboratorio Nacional de Fusión. Su experiencia y dedicación ha sido de gran ayuda tanto en el laboratorio, como en el análisis e interpretación de los datos. Todo para concluir en la escritura de esta tesis doctoral, la cual no sería posible sin la confianza que el Dr. Zurro ha depositado en mí. También, quiero dar las gracias al Dr. Alfonso Baciero, por haber aceptado ser co-director de la tesis y por todas las horas que me ha dedicado.

El Dr. David Jiménez Rey fue quien empezó con este proyecto de análisis de iones rápidos en el TJ-II y sin el buen trabajo que él realizó en su momento no sería posible haber alcanzado los resultados expuestos en esta tesis. Por este motivo, quiero darle las gracias por haber sido muy amable al dedicarme la paciencia necesaria y muchas horas en el laboratorio.

Agradecer al programa de Física de Plasmas y Fusión Nuclear, de la Universidad Carlos III de Madrid, por su apoyo en las actividades académicas realizadas en estos cuatro años. Al Dr. Víctor Tribaldos Macías por aceptar ser mi tutor, además de su apoyo y tiempo en los trabajos realizados en el laboratorio.

El Dr. Kieran McCarthy se merece una mención especial por su generosa ayuda, paciencia y disponibilidad que me ha brindado tanto en la corrección y escritura de artículos científicos, como con el inglés. Al Dr. Daniel Muñoz Ibáñez por su ayuda en la deposición de los materiales luminiscentes. Al diseñador Antonio Gabriel Armendáriz por su apoyo en el diseño de la cabeza elipsoidal. Y por último, pero no menos importante, a todo el grupo del CIEMAT por la ayuda prestada.

Esta tesis va dedicada a mi madre María Lucero y a mi padre Marco Antonio, su constante apoyo a tan larga distancia me ayudado centrarme y continuar con mis estudios. El apoyo de parte de mis dos hermanos, Luz y Jorge, durante estos cuatro años también me ayudó a sentirme confiado y capaz, a pesar de que una comunicación continua no fue posible debido a la distancia. Quiero dedicar el último año de trabajo a Alex, mi sobrino, quien fue toda una sorpresa en mi vida, y a quien espero algún día enseñarle física.

Durante mi tiempo en Madrid tuve al agrado de conocer muchas personas que han hecho sentirme parte de una familia y me gustaría agradecerles. Christian, por su apoyo cuando apenas llegaba a Madrid. Annelies, por paciencia para escuchar. Coralie y Geli, por su extravagancia para recorrer el mundo. Markus, por toda tu amistad y tiempo. Helena, por mostrarme que sólo se vive una vez. Olga, por tu tiempo para escuchar y por brindarme tu amistad. Marta y Cristian, por su paciencia por haberme soportado como su compañero de piso. Belén y Julio, gracias por todo el tiempo que disfrutamos juntos.

Me siento afortunado por tener que agradecer a tanta gente la ayuda que me brindaron en algún momento de mi tesis, ya que esto quiere decir que han confiado y creído en mí. Esta etapa de mi vida está marcada por la amistad de muchos amigos, compañeros y familiares. Mi más sincero agradecimiento a todos.

Resumen

La detección, la cuantificación y el estudio del comportamiento de iones rápidos o supratérmicos que existen en un plasma, y que escapan del mismo, es de gran interés físico y tecnológico para la investigación de plasmas confinados magnéticamente. En los dispositivos de fusión de tamaño medio o grande, incluyendo el stellarator TJ-II, los iones supratérmicos se originan por los métodos estándar de calentamiento del plasma, es decir, radiofrecuencia e inyección de haces neutros de alta energía, y en un reactor de fusión, además, se producirían por las propias reacciones de fusión. Los iones supratérmicos tienen diferentes efectos sobre el plasma y los propios dispositivos de fusión, que deben tenerse en cuenta para la comprensión del plasma. Así, la interacción de los iones supratérmicos con el plasma térmico contribuye al calentamiento. La fuga prematura de los iones supratérmicos es un efecto perjudicial, ya que su interacción con las paredes de contención del dispositivo induce daño y genera impurezas. Además los iones supratérmicos pueden ser fuente de inestabilidades magnetohidrodinámicas. Conviene resaltar que la detección de los iones supratérmicos constituye una excelente sonda para tales inestabilidades, así como de la propia calidad de la configuración magnética. Esto es fundamental ya que un reactor de fusión debe confinar adecuadamente tanto el plasma térmico como las partículas rápidas, en particular las partículas alfa (núcleos de helio) con el fin que la energía generada no se pierda y que las reacciones de fusión puedan ser auto-mantenidas.

El principal objetivo de este trabajo de tesis es el estudio de la población de iones supratérmicos en el heliac flexible TJ-II, para lo que fue necesario interpretar y analizar las señales del detector de iones rápidos, las cuales están directamente relacionadas con su población. Posteriormente, se realizó una mejora al detector. Ésta consistió en cambiar la pantalla luminiscente por una de respuesta más rápida y ampliar la anchura de banda del sistema de adquisición de datos. Estas mejoras han permitido investigar fenómenos físicos que afectan a los iones rápidos en el rango de los microsegundos durante la fase de calentamiento por un haz de iones neutros.

Este trabajo tiene, desde el punto de vista instrumental, una continuidad lógica con el proyecto de detección de iones rápidos realizado en el trabajo de tesis doctoral de David Jiménez Rey. De esta manera, los resultados expuestos aquí son, en parte, un

análisis de los datos adquiridos por el detector desarrollado por él pero con un importante cambio de perspectiva, donde la señal del detector se interpreta como debida a iones individuales con una amplitud proporcional a su energía, y por otra parte los obtenidos después de las mejoras hechas al detector de iones rápidos.

Con el fin de situar el tema de este trabajo, se presenta en el Capítulo 1 una visión muy general y simplificada de la fusión y del dispositivo TJ-II, donde se ha llevado a cabo parte del trabajo sobre partículas rápidas en un dispositivo de plasma relevante para fusión, incluyendo una breve introducción a la física del movimiento de partículas cargadas bajo la influencia de campos electromagnéticos.

El Capítulo 2 introduce algunos materiales luminiscentes, incluyendo el nuevo material luminiscente que fue empleado para sustituir al anterior dentro del detector de iones rápidos. Se exponen las propiedades más relevantes que poseen los materiales luminiscentes para ser utilizados en detectores de iones supratérmicos, introduciendo un modelo sencillo de simulación numérica de la ionoluminiscencia, basado en colisiones binarias.

Debido al desconocimiento de la respuesta de los materiales luminiscentes a iones de baja energía, de 1 keV hasta 40 keV para el trabajo de física de plasma que se aborda aquí, fue necesario su caracterización previa empleando un sistema que utiliza un haz de iones con energía controlable y variable. En el Capítulo 3 se muestran los resultados de este análisis y se comparan los datos experimentales con las simulaciones numéricas del Capítulo 2.

En el Capítulo 4 se resaltan las partes más importantes que componen el detector de iones rápidos y se explica la adquisición de datos y los métodos de tratarlos. Después, se mencionan las mejoras instrumentales, que se llevaron a cabo en el detector de iones rápidos para ampliar su anchura de banda hasta 500 MHz. Además, se investiga una mejora en la cabeza del detector de iones rápidos, pasando de una cavidad cilíndrica a una elipsoidal. También se dan los resultados numéricos de la sonda elipsoidal mostrando que es significativamente superior a la cilíndrica para la captura de luz. Y se presentan los resultados obtenidos con un prototipo de la sonda elipsoidal.

El detector de iones rápidos, desarrollado por David Jiménez Rey, ha estado en operación desde la campaña de 2007 del TJ-II. En el Capítulo 5 se muestran diferentes estudios sobre la población de iones supratérmicos en descargas generadas por ECRH. Estos están basados en los datos adquiridos en diferentes campañas experimentales, incluyendo: variación de potencia (con uno o dos girotrones), posición de focalización

de los haces de los girotrones, modulación a baja frecuencia de un girotrón y barrido de la configuración magnética durante una descarga. También se utiliza un modelo de balance de potencia cero-dimensional para explicar los resultados de la modulación de un girotrón a baja frecuencia. Esto da información de la interacción de la población de iones supratérmicos con diferentes componentes del plasma. Este modelo predice que la interacción más importante de los supratérmicos es con la población de átomos neutros.

Por último, el Capítulo 6 muestra resultados de la mejora que se hizo al detector de iones rápidos. Primero, se explica la forma de analizar los datos, y se exponen resultados comparativos entre el sistema de detección previo y el nuevo. Después, se muestran resultados del detector de iones rápidos a diferentes distancias de la última superficie de flujo cerrada de campo magnético. También se comparan datos del detector de iones rápidos con resultados de espectroscopia, estos últimos están enfocados en el análisis de iones supratérmicos perpendiculares a las líneas del campo magnético toroidal. Al final se muestra cómo el nuevo sistema de detección responde a iones rápidos relacionados con los fenómenos tipo *ELM-like* en el TJ-II, de gran importancia en la física de plasmas. Aunque existe una amplia bibliografía de estudios en el tema con distintos diagnósticos, no se encontraron referencias que empleen detectores de iones rápidos.

Abstract

The detection, quantification and study of the behaviour of fast or suprathermal ions that are present in a plasma, and which escape from it, is of great physical and technological interest for magnetically confined plasma research. In medium or large sized fusion devices, including the stellarator TJ-II, suprathermal ions originate from standard plasma heating methods, i.e., such as radiofrequency and high-energy neutral beam injection, and in a fusion reactor, would also be produced by the fusion reactions themselves. Suprathermal ions have different effects both on plasma and fusion devices themselves, which must be taken into account for understanding of plasma. For instance, suprathermal ions interactions with the thermal plasma contribute to the heating. The premature leakage of suprathermal ions is a detrimental effect, since their interaction with the containing wall of the device induces damage and generates impurities. In addition, suprathermal ions may be a source of magnetohydrodynamic instabilities. It should be noted that the detection of suprathermal ions is an excellent probe for such instabilities as well as for the quality of the magnetic configuration. This is fundamental since a fusion reactor must adequately confine both the thermal plasma and the fast particles, in particular the alpha particles (helium nuclei) in order that the energy generated is not lost so that the fusion reactions can be self-sustaining.

The principal objective of this work of thesis is to study the population of suprathermal ions in the flexible heliac TJ-II, for which it was necessary to interpret and analyse signals, which are directly related to such a population, from a fast-ion detector. Subsequently, an improvement was made to the detector. This consisted in changing its luminescent screen to another one with a faster response time and in broadening the bandwidth of the data acquisition system. These upgrades permitted investigation of physical phenomena that affect fast ions in the range of the microseconds during the Neutral Beam Injection heating phase.

This work has, from the instrumental point of view, a logical continuity with the fast-ion detection project described in the Ph.D. thesis of David Jiménez Rey. Hence, the results presented here are, in part, an analysis of the data acquired by the detector developed by him but with a significant change of perspective, where signals are

interpreted as being due to individual ions with amplitudes proportional to their energy, and data obtained after the improvements made to the fast-ion detector.

In order to situate the theme of this work, Chapter 1 presents a general and simplified view of fusion and of the TJ-II device, where this work on fast particles in a plasma device relevant to fusion was undertaken, and includes a brief introduction to the physics of charged particles motion under the influence of electromagnetic fields.

Chapter 2 introduces luminescent materials, including the new luminescent material that was used to replace the former within the fast-ion detector. The most relevant properties of luminescent materials for use in suprathermal ion detectors are presented, introducing a simple model of the numerical simulation of ionoluminescence, based on binary collisions.

Due to lack of knowledge of the response of the luminescent materials to low energy ions, from 1 keV up to 40 keV for the work of plasma physics addressed here, it was necessary to characterize them previously using an ion-beam based system with controllable and variable energy. In Chapter 3 the results of this analysis are shown and the experimental results are compared with the results of the numerical simulations of Chapter 2.

Chapter 4 highlights the most important parts of the fast-ion detector, and explains the data acquisition and processing methods. Next, the instrumental improvements, which were made to the fast-ion detector to expand its bandwidth up to 500 MHz, are outlined. In addition, an improvement made to the head of the fast-ion detector, going from a cylindrical cavity to an ellipsoidal cavity, is explained. The numerical results of the ellipsoidal probe show that it is significantly superior to the cylindrical one for light capture. Results obtained with prototype ellipsoidal probes are presented.

The fast-ion detector, developed previously by David Jiménez Rey, has been in operation since 2007 in TJ-II. In Chapter 5, several studies on the suprathermal ion population in discharges generated by ECRH are presented. These are based on data acquired during different experimental campaigns, including: power variation (with one or two gyrotrons), different focus locations of the gyrotron beams, modulation at low frequency of one gyrotron and a scan of the magnetic configuration during a discharge. A zero-dimensional power balance model is also used to explain the results of modulation at low frequency. This gives information on the interaction of the suprathermal ion population with different plasma components. This model predicts that

the most important interaction of the suprathermal population is with the population of neutral atoms.

Finally, in Chapter 6 results are presented of the improvement that was made to the fast-ion detector. First, the data analysis method is explained, and comparative results are presented between the previous detection system and the new one. Results of the fast-ion detector are then shown when it is operated at different distances from the last closed-field magnetic flux surface. Data from the fast-ion detector is also compared with spectroscopy data, the latter being focused on the analysis of the population of suprathermal ions perpendicular to the toroidal magnetic field lines. Finally, it is shown how the new detection system responds to fast ions related to ELM-like phenomena in TJ-II, a topic of great importance in plasma physics. Although there is a wide bibliography of studies with different diagnostics in this topic, no references were found that employ fast-ion detectors.

Índice

ÍNDICE DE FIGURAS	v
-------------------------	---

ÍNDICE DE TABLAS	ix
------------------------	----

1. INTRODUCCIÓN: FUSIÓN NUCLEAR Y STELLARATOR TJ-II1

1.1. LA IMPORTANCIA DE LA ENERGÍA DE FUSIÓN	1
1.2. CONFINAMIENTO MAGNÉTICO	5
1.2.1. Deriva de una partícula en campos magnéticos no homogéneos	7
1.2.2. Dispositivos de confinamiento magnético	8
1.3. EL STELLARATOR TJ-II	10
1.3.1 Clasificación de iones en un stellarator y sus peculiaridades en TJ-II	12
1.4. DESCRIPCIÓN DEL STELLARATOR TJ-II	14
1.4.1. Componentes del TJ-II	16
1.4.2. Sistemas de calentamiento (ECRH y NBI)	19
1.4.3. Sistemas de diagnósticos estándar del TJ-II	22

2. FUNDAMENTOS BÁSICOS DE IONOLUMINISCENCIA25

2.1. MATERIALES LUMINISCENTES	25
2.2. IONOLUMINISCENCIA	30
2.3. MODELOS DE LA IONOLUMINISCENCIA	31
2.4. CÓDIGO SRIM Y MODELO ASOCIADO	32
2.4.1. El código SRIM o código de colisiones binarias	33
2.4.2. Modelo ionoluminiscente para un haz de iones (H^+) a baja energía	39
2.5. CARACTERIZACIÓN DE PANTALLAS LUMINISCENTES	42

3. IONOLUMINISCENCIA DE PANTALLAS PARA PROTONES ENTRE

1 Y 40 keV	47
-------------------------	-----------

3.1 CARACTERIZACIÓN DE PANTALLAS LUMINISCENTES, USANDO UN HAZ DE IONES CON ENERGÍAS DE 1 keV HASTA 40 keV	47
3.2. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL PARA ESTUDIAR LA	

IONOLUMINISCENCIA	49
3.3. ANÁLISIS DE DATOS DE IONOLUMINISCENCIA	54
3.4. EMISIÓN DE FOTONES DE LOS ML: P46, TG-Green y YAP:Ce	60
3.5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	64
3.6. CONCLUSIONES	68
4. MEJORAS DEL DETECTOR DE IONES RÁPIDOS: MODO DE ANÁLISIS POR IONES INDIVIDUALES, ANCHURA DE BANDA AMPLIADA Y CABEZA DEL DETECTOR ELIPSOIDAL	71
4.1. DETECTOR DE IONES RÁPIDOS (DIR) EN EL BORDE DEL PLASMA DEL TJ-II	71
4.2. INTRODUCCIÓN AL DIR	72
4.3. DESCRIPCIÓN DEL DIR	74
4.3.1. Descripción general del DIR	74
4.3.2. Cabeza del DIR	76
4.3.3. Pantalla luminiscente	76
4.3.4. Óptica	77
4.3.5. Alineamiento y calibración	78
4.4. MEJORAS EN EL TRATAMIENTO DE LA SEÑAL Y EN LA AMPLIACIÓN DE SU ANCHURA DE BANDA TEMPORAL	79
4.4.1. Tratamiento por pulsos de la señal con <i>FindPulses</i> : Adquisición de señal a 1.25 MHz	79
4.4.2. Adquisición de datos rápida (1 GHz), software de adquisición (ADQ14) y análisis de datos	82
4.5. DISEÑO ÓPTICO DE UNA SONDA ELIPSOIDAL PARA LA COLECCIÓN MÁS EFICIENTE DE LUZ	85
4.5.1. Modelo de una sonda elipsoidal	86
4.5.2. Resultados numéricos de la sonda elipsoidal	93
4.5.3. Comparación numérica entre una sonda cilíndrica y una sonda elipsoidal	95
4.5.4. Construcción y evaluación de la sonda elipsoidal	96
4.6. CONCLUSIONES	103
5. ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS EN PLASMAS CALENTADOS POR MICROONDAS	105

5.1. RESULTADOS OBTENIDOS EN PLASMAS GENERADOS POR ECRH ...	105
5.2. INFLUENCIA DEL NIVEL DE POTENCIA DE ECRH SOBRE LA POBLACIÓN DE IONES SUPRATÉRMICOS	106
5.3. COMPORTAMIENTO DE LA POBLACION DE IONES SUPRATÉRMICOS BAJO UNA MODULACIÓN <i>ON/OFF</i> DEL CALENTAMIENTO DE ECRH	111
5.4. BALANCE DE POTENCIA DE DIMENSIÓN CERO	116
5.5. INFLUENCIA SOBRE LA POBLACION DE IONES SUPRATÉRMICOS EN UN BARRIDO DE LA CONFIGURACIÓN MAGNÉTICA	120
5.6. OBSERVACIÓN DE RESONANCIAS EN LA FUNCIÓN DE DISTRIBUCIÓN DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS	124
5.7. CONCLUSIONES	128
 6. CAPACIDAD DEL NUEVO DIR PARA INVESTIGAR FENÓMENOS RÁPIDOS ASOCIADOS A MHD	 131
6.1. COMPARACIÓN DE LAS VERSIONES “LENTA” Y RÁPIDA” DEL DIR	131
6.1.1. Comparación de las señales del DIR usando dos frecuencias de adquisición de datos (1.25 MHz y 1 GHz)	131
6.2. RESULTADOS OBTENIDOS EN PLASMAS GENERADOS POR ECRH ...	133
6.2.1. Resultados con diferentes distancias del DIR a la LCMFS	137
6.2.2. Iones supratérmicos perpendiculares detectados mediante espectroscopia Doppler de H_{α}	138
6.3. DETECCIÓN DE <i>ELMS-LIKE</i> EN LA FASE DE CALENTAMIENTO POR NBI	143
6.3.1. Eventos <i>ELM-like</i>	144
6.3.2. Estructura fina de un evento tipo <i>ELM-like</i>	148
6.4. CONCLUSIONES	152
 7. CONCLUSIONES GENERALES	 155
7.1. VISIÓN GENERAL	155
7.2. OBJETIVOS ALCANZADOS	155
7.2.1. De tipo instrumental	155
7.2.2. Física de iones rapidos en plasmas relevantes para fusión	156

Índice

7.3. LÍNEAS ABIERTAS PARA FUTURAS INVESTIGACIONES	157
7.3.1. Materiales luminiscentes	157
7.3.2. Detector de iones rápidos	157
REFERENCIAS	159
Apéndice A. MODELO DE UNA Sonda CILÍNDRICA	171
Apéndice B. LISTA DE SÍMBOLOS	175
Apéndice C. LISTA DE ACRÓNIMOS Y ANGLICISMOS	179
Apéndice D. PUBLICACIONES Y CONGRESOS	185

Índice de figuras

1.1. Reacción de fusión D-T	2
1.2. Sección eficaz	4
1.3. Orientación de las órbitas de giro en un campo magnético	6
1.4. Representación esquemática de un tokamak	8
1.5. Representación esquemática del TJ-II	11
1.6. Contornos del campo magnético del TJ-II.....	11
1.7. Órbitas de una partícula en el TJ-II	12
1.8. Diagramas de Poincaré para distintos ángulos toroidales	15
1.9. Módulo de campo magnético tridimensional en TJ-II	17
1.10. Perfil de la transformada rotacional del TJ-II	18
1.11. Principales diagnósticos del TJ-II	21
2.1. Procesos que intervienen en la emisión luminiscente	27
2.2. Recombinación radiante de electrones y huecos	28
2.3. Distintos análisis usando un haz de iones	29
2.4. Esquema del proceso de frenado (código SRIM)	35
2.5. Distribución de iones producidos por un haz incidente de H^+	35
2.6. Ionización producida por un haz de H^+	36
2.7. Fonones producidos por un haz de H^+	37
2.8. Distribución de la transferencia de energía a los átomos blanco	38
2.9. Daño por colisiones producido por un haz de H^+	38
2.10. Alcance longitudinal proyectado de un haz de H^+	40
2.11. Alcance radial proyectado de un haz de H^+	41
2.12. Alcance lateral proyectado de un haz de H^+	41
3.1. Esquema del montaje experimental para estudiar la IL	50
3.2. Fotografía del montaje para estudiar IL	51
3.3. Espectros fotoluminiscentes	53
3.4. Relación entre I_{nominal} e I_{ML}	55

Índice de figuras

3.5. Curva de eficiencia del PMA	56
3.6. Esquema de captura de luz por la lente de focalización del PMA	56
3.7. Esquema de emisión del material luminiscente	57
3.8. Evolución del barrido de la energía del haz de H^+ sobre los ML	61
3.9. Espectros de IL de los ML a diferentes energías	62
3.10. Número total de fotones emitido por los ML	63
3.11. Evolución temporal de la IL de los ML a 25 keV	65
3.12. Comparación de la respuesta IL experimental y del código SRIM para los ML ..	67
4.1. Esquema del funcionamiento del la cabeza del DIR	73
4.2. Esquema de la posición del DIR dentro del TJ-II	75
4.3. Fotografía del la cabeza del DIR	76
4.4. Fotografía del haz de fibras coherentes	77
4.5. Imagen de una rejilla de luz dentro del DIR	78
4.6. Trazas típicas del DIR a 1.25 MHz	80
4.7. Imagen de la interface del programa <i>Findpulses</i>	81
4.8. Imagen de la interface del programa <i>ADQ14</i>	84
4.9. Bosquejo de la sonda elipsoidal	87
4.10. Distribución angular de la intensidad de la pluma de emisión	87
4.11. Esquema de la dirección de los vectores de la pluma de emisión	90
4.12. Esquema de la Ley de Snell	90
4.13. Evolución de la pluma de emisión en la cavidad elipsoidal	91
4.14. Forma de la pluma en la posición de la fibra óptica en la cavidad elipsoidal	92
4.15. Número de interacción de la pluma de emisión en la cavidad elipsoidal	94
4.16. Intensidad captada por la fibra óptica usando la cavidad elipsoidal	94
4.17. Comparación de la intensidad entre las geometrías cilíndrica y elipsoidal	95
4.18. Representación en 3D de la sonda elipsoidal	97
4.19. Montaje experimental para estudiar la cavidad elipsoidal	97
4.20. Resultado de la reflexión de luz dentro de la cavidad elipsoidal	98
4.21. Deformación de un haz láser por la “sonda-pulida”	98
4.22. Deformación de un haz láser por la “sonda-no pulida”	99
4.23. Rejilla de luz para estudiar la reflexión de luz de la cavidad elipsoidal	99
4.24. Montaje para estudiar la cavidad elipsoidal usando una cámara CCD	100
4.25. Imagen de la rejilla de luz usando una cámara CCD	100

4.26. Esquema de la rejilla de luz	101
4.27. Resultados de las imágenes obtenidas por la cámara CCD	102
4.28. Integral de la intensidad de las imágenes obtenidas por la cámara CCD	103
4.29. Deformación debida a la lente de inmersión dentro de la cavidad elipsoidal	103
5.1. Ángulos teóricos para el calentamiento ECRH	107
5.2. Resultados experimentales de niveles de potencia usando sólo el girotrón-1	108
5.3. Resultados experimentales de niveles de potencia usando ambos girotrones	110
5.4. Trazas de varios diagnósticos y número de cuentas detectados por el DIR	112
5.5. Ajuste exponencial del decaimiento en el número de cuentas	112
5.6. Resultados de la modulación on/off a 10 Hz del girotrón-2	113
5.7. Resultados de temperatura y flujos en la modulación on/off	115
5.8. Resultados del modelo cero-dimensional	118
5.9. Resultados del barrido de la configuración magnética	121
5.10. Número de cuentas en un barrido de la configuración magnética	122
5.11. Funciones de distribución en el barrido de la configuración magnética	123
5.12. Evolución del histograma en el barrido de la configuración magnética	125
5.13. Gráficas de los picos de energía que aparecen en la función de distribución	126
5.14. Evolución del histograma en la modulación on/off a 10 Hz	126
5.15. Evolución del histograma para la descarga #27705	127
6.1. Trazas del DIR, a diferentes frecuencias de adquisición	132
6.2. Trazas del DIR a 100 MHz y 1 GHz	134
6.3. Funciones de distribución obtenidas a 100 MHz y 1 GHz	136
6.4. Trazas de pulsos individuales obtenidos a 100 MHz y 1 GHz	137
6.5. Funciones de distribución en diferentes posiciones del DIR	138
6.6. Flujos de iones supratérmicos en diferentes posiciones del DIR	138
6.7. Esquema de la observación espectroscópica dentro del TJ-II	139
6.8. Comportamientos de los perfiles de temperatura de iones perpendiculares	140
6.9. Relaciones entre iones supratérmicos perpendiculares e iones térmicos	141
6.10. Temperatura de los iones supratérmicos perpendiculares y paralelos	142
6.11. Resultados del DIR en un plasma calentado por ECRH y NBI	145
6.12. Espectrograma del DIR en la fase de NBI	147
6.13. Espectrogramas del DIR y bobinas de Mirnov	148

Índice de figuras

6.14. Trazas de pulsos individuales detectados dentro de un <i>ELM-like</i>	149
6.15. Resultados del modelo de Krasheninnikov.....	151
A.1. Esquema de la cavidad cilíndrica	171
A.2. Evolución de la pluma de emisión dentro de la cavidad cilíndrica	173
A.3. Número de interacciones de la pluma con las paredes de la cavidad cilíndrica ...	173
A.4. Intensidades capaces de ser detectadas por la fibra óptica	174

Índice de tablas

1.1. Parámetros característicos del heliac flexible TJ-II	15
1.2. Información de las bobinas que generan el campo magnético en el TJ-II	16
1.3. Características principales de los NBIs	20
2.1. Lista de los materiales luminiscentes granulares	42
4.1. Valores de las dimensiones del elipsoide basado en el valor de r_{focus}	87

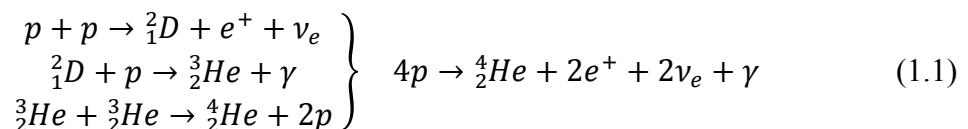
Capítulo 1

INTRODUCCIÓN: FUSIÓN NUCLEAR Y STELLARATOR TJ-II

Este primer Capítulo se centra en la descripción de la fusión nuclear como proceso físico y fuente de energía, así como su situación en el panorama energético actual. A continuación se describe el concepto de stellarator, dispositivo de generación de plasmas en el que se ha desarrollado parte de esta Memoria, y se sitúa en el contexto de los otros esquemas de confinamiento magnético. Posteriormente, se hace un resumen de los principales componentes y características del heliac TJ-II, para concluir con una síntesis de los sistemas de diagnosis más relevantes que se emplean en este dispositivo para determinar parámetros físicos del plasma. Finalmente, se resume el movimiento de partículas en campos magnéticos y se particulariza al stellarator.

1.1. LA IMPORTANCIA DE LA ENERGÍA DE FUSIÓN

La fusión nuclear es la fuente de energía del universo, ya que toda la radiación que proviene de las estrellas se genera a través de reacciones de fusión que tienen lugar en su interior. La cadena protón-protón (p - p) es una de las dos reacciones de fusión que se producen en los interiores estelares para convertir el hidrógeno en helio, siendo el otro proceso conocido el ciclo CNO (carbono, nitrógeno, oxígeno). El balance global del proceso p - p es el equivalente al de unir cuatro protones para formar un núcleo de helio-4 (${}^4\text{He}$):



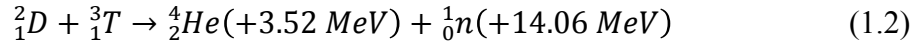
Capítulo 1. Introducción

donde p representa un protón, 2_1D un deuterón (un isótopo pesado del núcleo de hidrógeno formado por un protón y un neutrón), 3_2He y 4_2He son isótopos del helio, γ es un fotón de alta energía, e^+ un positrón y ν_e un neutrino. Por lo general, la reacción protón-protón sólo ocurre si la temperatura (*i.e.*, energía cinética) de los protones es lo suficientemente alta como para que logren vencer las fuerzas coulombianas de repulsión. A las temperaturas estelares de entre 10-20 millones de kelvin y densidades de 10^{30} partículas/m³, el tiempo medio de la reacción (1.1) es de alrededor de 10^9 años, tiempo muy prolongado pero más que suficiente para sostener a las estrellas debido a la gran cantidad de hidrógeno contenido en su núcleo y a las enormes cantidades de energía que incluso ese bajo ritmo de reacción aporta. La primera confirmación experimental del modelo teórico de generación de energía en el centro de las estrellas no se produjo hasta 1992 cuando, a través de la colaboración europea para el experimento GALLEX [1], se detectaron neutrinos solares de baja energía procedentes de la cadena p - p .

Figura 1.1. Representación esquemática de la reacción de fusión D-T. Un núcleo de deuterio y otro de tritio se unen para dar lugar a un núcleo de helio y un neutrón, liberándose una energía de 17.58 MeV.

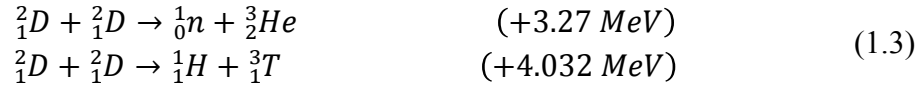
En la Tierra hay abundantes cantidades de elementos ligeros (hidrógeno, litio) que podrían ser usados para producir energía por medio de reacciones nucleares de fusión. Sin embargo, las condiciones necesarias para que éstas se produzcan son muy difíciles de alcanzar en la Tierra, ya que se requieren temperaturas y presiones muy altas, como las que se encuentran en el centro de las estrellas, debido en parte a las gigantescas

fuerzas gravitacionales. A principios de los años cincuenta se comenzó a estudiar este tipo de reacciones para ser utilizadas con fines de generación de energía [2]. El estudio detallado de las posibles reacciones de fusión que se pueden utilizar para generar energía [3] muestra que las reacciones más atractivas es la denominada como ciclo D-T (deuterio-tritio), representado en la figura 1.1, ya que tienen la mayor sección eficaz a bajas energías:



En esta reacción se liberan 17.58 MeV, de los cuales 14.06 MeV se los lleva el neutrón en forma de energía cinética y 3.52 MeV se los queda el núcleo de helio (o partícula α).

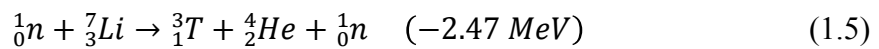
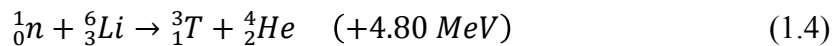
Por otro lado, al tener plasmas D-T también es esperable que se produzcan reacciones D-D (deuterio-deuterio):



Nótese que una rama de la reacción D-D produce tritio. Los neutrones producidos en ambas reacciones (D-D y D-T) se pueden detectar, y midiendo su número absoluto y su espectro de energía puede obtenerse información sobre la temperatura de los iones en el plasma. Todos los aspectos de la fusión por confinamiento magnético, incluidas las reacciones más relevantes para la fusión, pueden encontrarse en dos buenas referencias a nivel de divulgación [4] y a nivel técnico [5].

El nuevo núcleo 4_2He , resultante de la reacción (1.2), tiene masa inferior a la suma de las masas de los dos núcleos que se han fusionado para formarlo. La diferencia es liberada, según la relación de Einstein $E=mc^2$, en forma de energía, siendo m el defecto de masa de la reacción nuclear. La energía que se libera varía en función de los núcleos que se unen y del producto de la reacción.

Obtener deuterio no es difícil, ya que es un elemento estable y abundante (en el agua una parte por 5000 es deuterio, *i.e.* hay 30 gramos del mismo en 1 m³ de agua). El tritio no se encuentra en la naturaleza, por lo que se debe producir artificialmente. Para la producción de tritio se puede utilizar la reacción de litio con un neutrón:



La reacción (1.4) es más probable para los neutrones térmicos, mientras que la reacción (1.5) tiene una gran sección eficaz para neutrones rápidos [6]. Mientras que es posible encontrar litio (Li) natural, el cual está constituido por 7.5 % de 6Li y 92.5 % de

^7Li . Los neutrones producidos en una reacción de fusión pueden utilizarse para la producción in situ de tritio. A través de colisiones elásticas e inelásticas, los neutrones podrían transferir su energía a una “manta” de litio, que recubriría la cámara de vacío del reactor, la cual serviría para producir tritio, absorbería la radiación y los flujos de partículas del reactor y convertiría la energía cinética de los neutrones en calor. El calor obtenido se utilizará para producir energía eléctrica.

Para iniciar una reacción de fusión, las partículas que reaccionan deben tener energías suficientemente grandes como para superar la fuerzas de repulsión de Coulomb, y además, las partículas deben permanecer en la región de reacción el tiempo suficiente. La sección eficaz (σ) de la reacción, en función de la energía de las partículas, se muestra en la [figura 1.2](#), donde puede verse que la principal reacción como candidata para un reactor de fusión (reacción D-T) tiene la máxima sección eficaz para energías ≈ 100 keV. Sin embargo, no es necesario calentar todo el combustible de fusión hasta una temperatura tan alta, serán las partículas de la cola de la distribución de Maxwell las que más contribuyen a la reacción. De esta forma, con una temperatura iónica de 10 keV será suficiente, si se consigue un buen confinamiento.

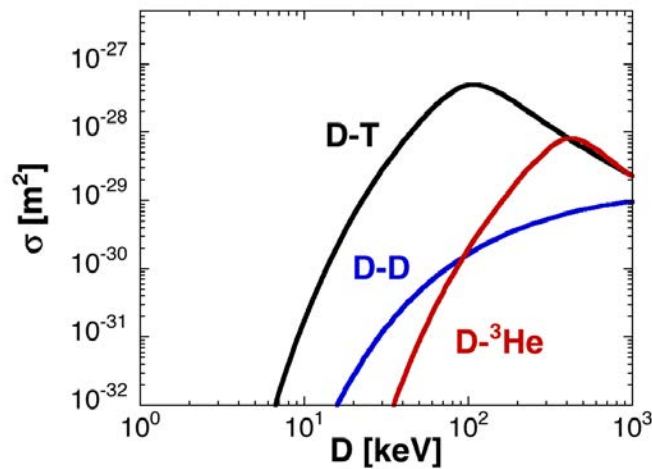


Figure 1.2. Sección eficaz (σ) para las reacciones: $D - T$, $D - D$ (suma de ambas posibilidades, ver ecuación (1.3)) y $D - ^3\text{He}$ [7].

La energía de fusión tiene el potencial de proporcionar una fuente continua de energía que sea sostenible, a gran escala y ambientalmente responsable, utilizando combustibles universalmente disponibles.

Actualmente, se investiga principalmente en dos vías con el objetivo puesto en conseguir reactores nucleares de fusión:

Confinamiento inercial. El confinamiento inercial produce reacciones nucleares de fusión tras el calentamiento y compresión de cápsulas de hidrógeno (alcanzándose densidades de $\approx 10^{32} \text{ m}^{-3}$ y temperaturas de decenas de keV) durante periodos de tiempo muy cortos (nanosegundos). Para lograrlo se emplean láseres de alta potencia. Este tipo de reactores sólo pueden operar en pulsos, por lo que para obtener un proceso rentable se requiere un fuerte desarrollo de los mismos [8].

Confinamiento magnético. En los dispositivos de confinamiento magnético se emplean campos magnéticos para mantener aislado el plasma de la cámara de vacío. El plasma, normalmente formado a partir de hidrógeno y sus isótopos (con densidades de 10^{20} m^{-3}), se calienta a temperatura muy elevada (decenas de keV) y con un tiempo de confinamiento alto de la energía (del orden de segundos). El confinamiento magnético se consigue porque el plasma, aunque macroscópicamente neutro, está compuesto por partículas cargadas (iones y electrones), que se desplazan helicoidalmente a lo largo de las líneas de campo [3,6]. Lo veremos con más detalle en el siguiente apartado.

1.2. CONFINAMIENTO MAGNÉTICO

En la fusión por confinamiento magnético, se utilizan las propiedades electromagnéticas de las partículas cargadas del plasma, para atraparlas lejos de las paredes de la cámara de vacío, en una configuración de campo magnético. De esta manera se intentan evitar colisiones entre las partículas cargadas y las paredes que pueden enfriar el plasma, utilizando la capacidad de un campo magnético para restringir el movimiento de las partículas a lo largo de las líneas de campo.

En general, el movimiento de una partícula con carga eléctrica q , masa m y velocidad \mathbf{v} que se encuentra afectada por campos eléctricos, \mathbf{E} , y magnéticos, \mathbf{B} , se determina por la combinación de la fuerza Lorentz y la fuerza electrostática:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.6)$$

El movimiento de una partícula cargada bajo la acción de diferentes campos magnéticos y eléctricos simples se puede ver en textos básicos de física del plasma [6,9,10]. Aquí vamos a resumir solamente aquellos aspectos imprescindibles. El movimiento de las partículas cargadas será descrito posteriormente en términos de las componentes de la velocidad paralela y perpendicular al campo magnético, v_{\parallel} y v_{\perp} . Únicamente v_{\perp} interacciona con el campo magnético, produciendo un movimiento

circular perpendicular a \mathbf{B} . La fuerza centrífuga mv_{\perp}^2/r equilibra la fuerza de Lorentz ($qv_{\perp}B$) para un radio de giro (ρ_L) conocido como radio de Larmor:

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \approx \frac{(E/m)^{1/2}}{|q|B} \quad (1.7)$$

Si se toma la igualdad entre la relación de energía cinética (E) y temperatura se pueden conocer los movimientos térmicos, de las partículas, en las dos dimensiones, perpendiculares a \mathbf{B} :

$$\rho_L = \frac{(2mk_B T)^{1/2}}{|q|B} \quad (1.8)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. La frecuencia de giro, llamada frecuencia ciclotrónica $\omega_{c,q}$, dada por $v_{\perp} = \omega_c \rho_L$, puede ser reescrita como:

$$\omega_{c,q} = \frac{|q|B}{m_q} \quad (1.9)$$

Si consideramos la aproximación del centro-guía de la partícula, podemos separar el movimiento de la partícula bajo la influencia de la fuerza \mathbf{F} , debida a \mathbf{B} , como se muestra en la [figura 1.3](#). El centro-guía “c” es el centro de giro del círculo. Su posición \mathbf{r}_c puede ser escrita como:

$$\mathbf{r}_c = \mathbf{r} + \mathbf{r}_g \quad (1.10)$$

Donde \mathbf{r} es la posición de la partícula y \mathbf{r}_g es el vector del radio de giro:

$$\mathbf{r}_g = \frac{m}{qB^2} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.11)$$

Figura 1.3. Orientación de las órbitas de giro de electrones e iones en un campo magnético. Se puede observar el sentido del giro de los electrones e iones.

En plasmas fuertemente magnetizados como los existentes en experimentos de fusión, la fuerza de Lorentz domina sobre otras fuerzas \mathbf{F} . Así, ρ_L es usualmente mucho más pequeño que otras escalas de longitud y ω_c es mucho más grande que otras frecuencias. Consecuentemente, la órbita de la partícula estará bien descrita por el

movimiento del centro-guía. Suponiendo que \mathbf{B} es constante, la velocidad del centro-guía puede obtenerse diferenciando la ecuación (1.10):

$$\mathbf{v}_c = \frac{d\mathbf{r}_c}{dt} = \mathbf{v} + \frac{m}{qB^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{B} = \mathbf{v} + \frac{m}{qB^2} (q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}) \times \mathbf{B} \quad (1.12)$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{C} = (\mathbf{C} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{A} = (\mathbf{A} \times \mathbf{C}) \cdot \mathbf{B} - (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C} \quad (1.13)$$

Usando la relación entre vectores (1.13) sobre la ecuación (1.12), se obtiene que el movimiento del centro-guía es igual a:

$$\mathbf{v}_c = \mathbf{v}_{||} + \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (1.14)$$

La velocidad del centro-guía se puede dividir en la componente paralela y la perpendicular al campo magnético:

$$\mathbf{v}_{c,\perp} = \frac{\mathbf{F}_{\perp} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (1.15)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = \frac{1}{m} \frac{d\mathbf{F}_{||}}{dt} \quad (1.16)$$

Algunas fuerzas con componentes perpendiculares al campo magnético conducen a un movimiento perpendicular a \mathbf{B} y \mathbf{F} con la velocidad $\mathbf{v}_{c,\perp}$. Si \mathbf{F}_{\perp} es constante, $\mathbf{v}_{c,\perp}$ es también constante, lo que explica el término de deriva con que se conoce este movimiento.

1.2.1. Deriva de una partícula en campos magnéticos no homogéneos

Para campos magnéticos con variación espacial suave, el momento magnético ($\mu = mv_{\perp}^2/2B = \varepsilon_{\perp}/B$, donde ε_{\perp} es la fracción perpendicular de la energía cinética) puede aplicarse si la variación relativa de B es pequeña a lo largo de un giro de la partícula. Un ejemplo importante es la deriva de la partícula en un campo magnético con un gradiente transversal. La órbita de la partícula tiene un radio de curvatura pequeño localizada en el campo magnético intenso. Esto produce derivas perpendiculares al campo magnético y su gradiente. Cuantitativamente, la fuerza de una partícula con momento magnético μ puede ser escrita como $\mathbf{F}_{\nabla B} = -\mu \nabla B$. Lo que lleva a:

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = -\frac{mv_{\perp}^2}{2qB^2} (\nabla_{\perp} B) \times \mathbf{B} \quad (1.17)$$

Podemos considerar que $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ en el caso de que las corrientes del plasma no intervengan, o más generalmente $\nabla \times \mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$. La relación entre el gradiente magnético y el radio de curvatura R_c es:

$$\frac{R_c}{R_c^2} = -\frac{\nabla_{\perp} B}{B} \quad (1.18)$$

Así las partículas siguen las líneas de campo magnético curvadas, ejerciéndose una fuerza centrífuga $F_c = mv_{\perp}^2 R_c / R_c^2$, que es responsable de la deriva de velocidad

$$\mathbf{v}_D = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2} \quad (1.19)$$

Combinando las ecuaciones (1.15), (1.16) y (1.17)

$$\mathbf{v}_D + \mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \quad (1.20)$$

Se obtiene aproximadamente que $v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \approx v^2$, es decir, la deriva resultante es proporcional a la energía de la partícula, por eso su importancia para las partículas rápidas.

Figure. 1.4. *Representación esquemática de un Tokamak.*

1.2.2. Dispositivos de confinamiento magnético

La investigación en el área de la fusión por confinamiento magnético ha dado lugar, para lograrlo, a una variedad de configuraciones. Actualmente, las más prometedoras son el tokamak y el stellarator. La forma más exitosa de atrapar las partículas del plasma a lo largo de las líneas de campo magnético se ha logrado basándose en el concepto **tokamak** (abreviatura en ruso, que significa cámara toroidal con bobinas magnéticas). El tokamak, propuesto por Sajarov y Tamm en 1951 [11], es el dispositivo con el que se

han conseguido los mejores resultados en el campo de la investigación en fusión nuclear controlada [6]. Es simétrico con respecto al eje central, con bobinas externas alrededor del toro que generan un campo magnético toroidal muy alto (varios teslas), ver [figura 1.4](#). El campo magnético poloidal se consigue induciendo una corriente en el seno del plasma en la dirección toroidal. Esta corriente se induce debido a la ley de Lenz (efecto transformador), actuando el propio plasma como circuito secundario. De la combinación de ambos campos resultan las líneas de campo magnético, las cuales tienen forma helicoidal a lo largo del toro. El confinamiento del plasma no se puede mantener indefinidamente sólo con la corriente inductiva, por lo que el tokamak es un dispositivo intrínsecamente pulsado. Mediante inducción de corriente por otros medios y ayudados por la propia corriente de *bootstrap*, parte de esta limitación puede solventarse, con el coste de recircular parte de la potencia de salida y por lo tanto bajando la eficiencia del dispositivo. Sin embargo, la existencia de disrupciones de corriente (pérdida rápida de energía que trae como consecuencia la terminación brusca del plasma), especialmente cuando se experimenta cerca de la frontera de los límites de operación, hace que el tokamak no sea el esquema de confinamiento más deseable para un reactor comercial. Los mejores resultados en plasmas de fusión se consiguieron en 1997 en el tokamak europeo JET, donde en una descarga se produjo el equivalente a 21.7 MJ de energía de fusión, mientras que en otra se alcanzó un pico de potencia de fusión generada de 16.1 MW, usando en ambos casos plasmas compuestos por una mezcla de deuterio y tritio [12]. Una revisión más detallada de los tokamaks, así como de otras configuraciones toroidales del confinamiento magnético, se pueden encontrar en varias publicaciones [6,9,10,13].

El **stellarator** es un dispositivo toroidal de confinamiento magnético que fue propuesto por el astrofísico Lyman Spitzer en 1951 [14]. Los dispositivos de la clase stellarator no tienen simetría toroidal, y los campos magnéticos necesarios para confinar el plasma son generados exclusivamente por bobinas externas, sin requerir una corriente eléctrica toroidal en el plasma [15]. Esta característica hace que su confinamiento sea inherentemente estacionario, siempre que se mantengan las corrientes en las bobinas externas. Salvando estas diferencias, la física de los plasmas producidos en stellarators y tokamaks es similar aunque, debido a que el diseño y la construcción de los stellarators es más complicado, su desarrollo ha ido siempre una generación por detrás de los tokamaks, no alcanzando el rendimiento de estos últimos. Sin embargo, últimamente se ha impulsado la investigación en stellarators, y de los dispositivos de fusión por

confinamiento magnético que han entrado en operación pueden destacarse los stellarators LHD, en Toki, Japón (cuyo primer plasma se consiguió en marzo de 1998 [16]) y Wendelstein 7-X, en Greifswald, Alemania [17]). Ambos utilizan bobinas superconductoras para generar los campos magnéticos, con lo que permiten una investigación más orientada hacia los plasmas estacionarios que serán requeridos en un reactor.

1.3. EL STELLARATOR TJ-II

El dispositivo de generación de plasmas en el que se ha desarrollado parte de esta Memoria es el stellarator TJ-II [9] del tipo heliac flexible [18,19] de tamaño medio, cuyo objetivo es el estudio del confinamiento y transporte de energía y partículas en plasmas calientes. La disposición de sus bobinas permite una gran variedad de configuraciones magnéticas y un amplio rango de valores de transformada rotacional, definida como el número de vueltas poloidales de la línea de campo dividido por número de vueltas toroidales, donde $\iota = \iota/2\pi$ con valores en el centro entre 0.9 y 2. Siendo ésta su característica más especial, y que lo distingue de otros stellarators al permitir una gran variedad de geometrías magnéticas del plasma. Además su eje magnético es helicoidal, confiriéndole una extremada tridimensionalidad. En el TJ-II se pueden explorar configuraciones con pequeña cizalladura magnética (-1 a 10 %) o variación radial en el factor de seguridad, profundidad de pozo magnético variable (0 a 6 %) y diferentes radios medios de plasma (0.12 a 0.22 m, con volúmenes entre 0.3 y 1.2 m³). Además, tiene un alto valor teórico de la β (razón entre la presión cinética del plasma y la presión magnética, $nT/(B^2/2\mu_0)$ donde n es densidad electrónica del plasma y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío), que básicamente representa la eficiencia en el confinamiento del plasma ($\langle\beta\rangle > 4\%$) [15,20] y que además se usa como la relación de la eficiencia energética de un reactor, la cual crece con $\sim \beta^2$. El TJ-II tiene una periodicidad $M = 4$ con un campo magnético central de ≈ 1 T y un radio mayor medio de 1.5 m. Una característica destacable del TJ-II es que consigue el control efectivo de la transformada rotacional y la cizalladura magnética, lo que permite disponer de un amplio conjunto de configuraciones magnéticas. En la figura 1.5 puede verse un cuarto de la cámara de vacío del stellarator TJ-II y su plasma. En la figura de la izquierda se aprecia claramente la periodicidad 4, así como la helicidad del plasma

alrededor del conductor central. La figura de la derecha muestra las ventanas de observación a través de las cuales puede diagnosticarse el plasma.

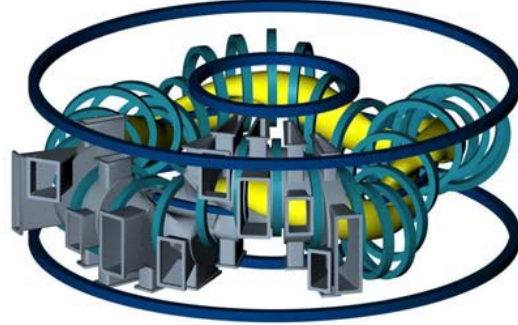


Figura 1.5. A la izquierda, vista superior del stellarator TJ-II. A la derecha, se puede observar una representación de la cámara de vacío (gris), bobinas (verde y azul), y representación del plasma (amarillo).

Los primeros estudios sobre la configuración magnética del TJ-II se realizaron conjuntamente entre el laboratorio ORNL (Oak Ridge, EE. UU.) y el CIEMAT [21], cuyo resultado fue el proyecto TJ-II, desarrollado por el CIEMAT [20] dentro del programa de fusión europeo. El TJ-II, incluyendo la cámara de vacío, las bobinas y la estructura que las soporta (figura 1.5), tiene un diámetro de cinco metros, una altura de dos metros, sobre el suelo de la plataforma experimental, y un peso de sesenta toneladas, fabricado en acero de baja permeabilidad magnética (304 LN).

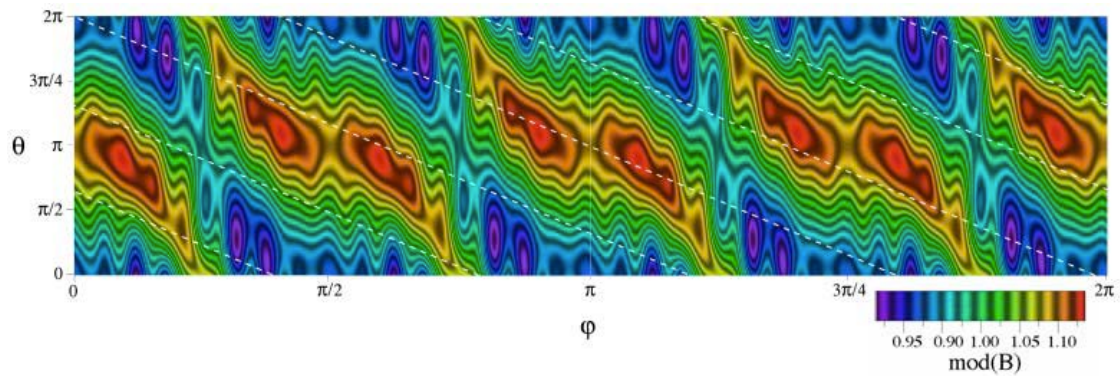


Figura 1.6. Contornos del módulo de campo magnético para la configuración 100_44_64 del TJ-II, donde θ el ángulo poloidal y ϕ es el ángulo toroidal. El color rojo corresponde a regiones de alto campo magnético, mientras que el color violeta representa valores de bajo campo. Las líneas discontinuas son las líneas de campo magnético que se enrollan alrededor de la superficie de flujo.

1.3.1. Clasificación de iones en un stellarator y sus peculiaridades en TJ-II

La compleja estructura del campo magnético de un stellarator, como el TJ-II, da lugar a diferentes clases de trayectorias de partículas que vienen determinadas por la variación de la intensidad del campo magnético sobre las superficies de flujo, en una representación como la mostrada en la [figura 1.6](#).

La estructura dominante está impuesta por el campo helicoidal. El máximo local del campo (zona más roja) está alineada con este campo helicoidal. También se observan las in-homogeneidades predominantemente poloidales: en media el campo es más bajo a ángulos poloidales $\theta = 0$ (LFS-*Low Field Side*, zona de bajo campo) y más alto en $\theta = \pi$ (HFS-*High Field Side*, zona de alto campo). Sin embargo, los extremos locales (máximo o mínimo locales) están localizados en diferentes posiciones. Las in-homogeneidades vienen caracterizadas por el rizado (oscilación periódica del campo magnético) toroidal (ε_t) y helicoidal (ε_h):

$$B = B_0(1 - \varepsilon_t \cos\theta - \varepsilon_h \cos(l\theta - m\varphi)) \quad (1.21)$$

donde l y m son los índices poloidales y toroidales, respectivamente, del armónico considerado y φ es el ángulo toroidal.

Figura 1.7. *Sección transversal poloidal con las distintas clases de órbitas de las partículas en TJ-II. Fuente V. Tribaldos.*

Como puede observarse en la [figura 1.7](#) existen diferentes tipos de partículas dependiendo de su estado de confinamiento. La población de partículas atrapadas en órbitas tipo banana en el rizado del campo toroidal es menor que en tokamaks, pero por

contra existe una gran población de partículas helicoidales atrapadas que rebotan entre los máximos locales de campo; estas partículas son responsables de las diferencias del transporte colisional en stellarators con respecto a tokamaks. Además, las partículas atrapadas también se pueden reflejar en el rizado del campo toroidal, originando las órbitas super-banana, con grandes excursiones fuera de las superficies de flujo. En plasmas colisionales, el transporte ideal en stellarator se comporta como en tokamaks de la misma razón de aspecto (cociente entre el radio mayor y el radio menor del plasma toroidal). En plasmas sin colisiones, las partículas helicoidales atrapadas pueden perderse directamente, porque al estar constreñidas a una posición poloidal fija la deriva debida a la curvatura conduce a un gran desplazamiento de su centro-guía de la superficie magnética. Un tiempo característico para la pérdida (τ_{Perd}) de estas partículas debido a la deriva de curvatura viene dado por:

$$\tau_{Perd} = \frac{a}{v_D} \approx \frac{qaRB}{mv^2} \quad (1.22)$$

donde a es el radio menor del plasma, v_D es la velocidad de deriva, q es la carga de las partículas del plasma y R es el radio mayor del stellarator, y en consecuencia, su fuga es más importante para las partículas rápidas, al tener una velocidad mucho mayor que las térmicas, por lo tanto las mismas son una excelente sonda para probar la estructura magnética y la teoría aquí resumida. La fracción de partículas atrapadas helicoidalmente se puede estimar por $f_H = (2\varepsilon_h)^{1/2}$.

Un campo eléctrico radial, E_r , puede modificar sustancialmente las órbitas de las partículas al inducir una deriva tangencial a las superficies de flujo con una componente poloidal E_r/B . Esta deriva se suma a la componente de la velocidad paralela para dar una velocidad poloidal total de:

$$v_\theta = v_{||} \frac{B_\theta}{B} - \frac{E_r}{B} \quad (1.23)$$

siendo B_θ el campo magnético poloidal. Cuando ambas componentes se cancelan, se cumple la condición de resonancia toroidal. El campo eléctrico resonante (E_{res}) viene dado por:

$$E_{res} = v_{||} B_\theta = \tau \varepsilon_t B_\phi v_{||} \quad (1.24)$$

siendo B_ϕ el campo magnético toroidal e $\tau = 1/2\pi$. Ésta es una condición crítica para el confinamiento, ya que las partículas resonantes quedan localizadas en una posición poloidal fija y se comportan de la misma manera que las partículas helicoidales atrapadas, y que las partículas se puedan fugar rápidamente debido a la deriva de curvatura.

Por otro lado, la deriva $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ puede ayudar a confinar las partículas helicoidales atrapadas. El des-atrapamiento sucede si su tiempo de fuga es grande comparado con el tiempo de tránsito poloidal (t_{perd}) debido a la deriva $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$, o lo que es lo mismo

$$t_{perd} = \frac{a}{v_D} \geq \frac{\pi a}{|v_{E \times B}|} = \frac{\pi a B}{E_r} \quad (1.25)$$

La deriva poloidal des-atrapa las partículas y a continuación la órbita poloidal se cierra de nuevo mientras el desplazamiento neto radial debido a la deriva de curvatura se cancela después de una vuelta poloidal. Según ecuación (1.25), el campo eléctrico radial suficiente para reducir las pérdidas de las partículas helicoidales atrapadas viene dado por:

$$E_r \geq \frac{\pi m v^2}{|q| R_0} \quad (1.26)$$

Un tratamiento más detallado de las partículas y sus órbitas en stellarators puede verse en textos básicos como [5,9]. Para el caso particular del TJ-II, su tratamiento teórico con herramientas sofisticadas puede encontrarse en las referencias [22,23].

1.4. DESCRIPCIÓN DEL STELLARATOR TJ-II

El dispositivo experimental de fusión nuclear que se encuentra en el Laboratorio de Fusión de Madrid, en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), tiene por nombre TJ-II [20]. Es un heliac flexible de la familia stellarator, cuyas características principales son: a) Poseer el potencial suficiente para operar en regímenes de alta β ; b) Su transformada rotacional se puede variar en un amplio rango; y c) La sección poloidal del plasma tiene forma de judía.

Donde β se define como el cociente entre la presión del plasma y la presión magnética.

$$\beta = \frac{P}{P_{mag}} = \frac{(n_e T_e + n_i T_i) k_B}{B^2 / 2\mu_0} \quad (1.27)$$

donde n_e y n_i es la densidad electrónica e iónica, respectivamente. T_e y T_i son también la temperatura electrónica y la iónica. k_B es la constante de Boltzman y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío. El TJ-II posee cuatro periodos ($m = 4$). En la [tabla 1.1](#) se pueden ver algunos detalles de la máquina.

PARÁMETRO	VALOR
Número de Periodos	4
Número de Bobinas TF	32
Radio Mayor [m]	$R = 1.5$
Radio Menor Medio [m]	$\langle a \rangle \leq 0.2$
Campo Magnético [T]	$B \leq 1$
Transformada Rotacional	$\tau(0) \approx 0.9 - 2.2$
Densidad Electrónica (ECRH) [m^{-3}]	$n_{e,max}^{ECRH} \approx 1.5 \times 10^{19}$
Densidad Electrónica (NBI) [m^{-3}]	$n_{e,max}^{NBI} \approx 8 \times 10^{19}$
Temperatura Electrónica Máxima [keV]	$T_e \approx 2$
Temperatura Iónica [eV]	$T_i \approx 80-120$

Tabla 1.1. *Parámetros característicos del heliac flexible TJ-II*

Figura 1.8. *En la parte superior izquierda se muestra la vista en planta del TJ-II. En la parte inferior izquierda se muestra la vista lateral (en amarillo se muestran las bobinas toroidales, en azul marino se muestra la bobina central, en turquesa la bobina helicoidal y en verde las bobinas verticales). A la derecha se muestran los diagramas de Poincaré para distintos ángulos toroidales (el color de las letras que indican el ángulo coincide con el color de los rectángulos punteados que rodean las bobinas).*

1.4.1. Componentes del TJ-II

A continuación se describirán los principales componentes del TJ-II, así como sus características. También se mencionarán los sistema de calentamiento que posee y algunos de los diagnósticos que se llegaron a usar en esta Memoria.

Sistema de bobinas. El campo magnético del TJ-II es generado por un conjunto de 32 bobinas que producen campo toroidal (TF), cuatro bobinas verticales que posicionan horizontalmente el plasma (VF), una bobina circular (CC) y dos bobinas helicoidales ($l = 1$) (HX1 y HX2, ambas llevan siempre la misma corriente) que giran en la dirección toroidal cuatro veces ($n = 4$) alrededor de la bobina circular; las bobinas CC y HX constituyen el conductor central del dispositivo, ver [tabla 1.2](#). La posibilidad de programar de manera independiente la corriente que circula por estas dos bobinas es lo que proporciona el adjetivo “flexible” a este dispositivo. La zona de corriente estabilizada tiene una duración nominal, para todas las bobinas, de 1 s con una frecuencia de repetición máxima de un pulso cada cinco minutos. Todas las bobinas se refrigeran con agua que circula a través de orificios longitudinales en los conductores de cobre, y están embridadas por una estructura mecánica para evitar deformaciones.

Bobinas	Radio [m]	n° vueltas	I [kA] / vuelta (máximo)	Uso
Circular (CC)	1.5	24	11.7	Genera B poloidal
Helicoidal (HX)	1.5	24	10.8	Genera B helicoidal
Toroidal (TF)	0.47 – 0.42	9/8	32.5	Genera B toroidal
Vertical (VF)	0.25	16	12.5	Genera B vertical para posicionar eje plasma
Compensación (OH) 4 bobinas (2 int. / 2 ext.)	0.78 / 2.29	20 / 1	7.2	Cancela posibles corrientes toriodales espurias
Radial (R) 4 bobinas (2 int. / 2 ext.)	0.74 / 2.24	7/5	5.2	Genera B radial para compensar B no deseados

Tabla 1.2. Información del sistema de bobinas que generan el campo magnético en el TJ-II.

En la [figura 1.8](#) se muestra una vista en planta del TJ-II así como la vista de perfil. Las imágenes laterales muestran los distintos diagramas de Poincaré para los ángulos

toroidales de $\varphi = 0^\circ, \varphi = 22.5^\circ, \varphi = 45^\circ, \varphi = 67.5^\circ$. Si se presta atención a dichos diagramas, se puede ver la isla magnética generada en vacío. El sistema de bobinas descrito genera el campo magnético tridimensional de TJ-II, el cual se muestra en la [figura 1.9](#).

Campo magnético [T]

Figura 1.9. *Módulo de campo magnético tridimensional en TJ-II.*

Configuraciones magnéticas. Las líneas de campo magnético forman las superficies magnéticas, que son superficies cerradas y anidadas dentro de la cámara de vacío. En primera aproximación, el movimiento de las partículas cargadas está restringido a estas superficies [\[10\]](#), y dado que su movimiento a lo largo de las líneas de campo es mucho más rápido que en la dirección perpendicular, presentan las mismas propiedades termodinámicas, como densidad, temperatura y presión. Con el fin de evitar la alteración de las superficies magnéticas de una configuración dada, alrededor del TJ-II sólo se permite utilizar materiales de baja permeabilidad magnética ($\mu_r \leq 1.01$ para dispositivos a menos de 3 metros del plasma). Este punto importante se tuvo en cuenta al diseñar el detector de iones rápidos, como se discutirá en el [Capítulo 4](#).

La configuración magnética es etiquetada como $I_{CC_I_{HX_I_{VF}}$ y denota la corriente en las distintas bobinas en factores de 100 A, así $I_{CC} = 100$ implica que la bobina central tiene 10 kA. La configuración estándar y en la cual se realizan mayor parte de los experimento en el TJ-II es la 100_44_64. Cuando se desea tener una configuración magnética dada se fijan estas corrientes, mientras que la que circula por las bobinas toroidales se ajusta de tal forma que el plasma absorba óptimamente las ondas electromagnéticas de radiofrecuencia empleadas para calentarlo. Dado que una de las características de TJ-II es su flexibilidad magnética, en la [figura 1.10](#) se muestran los

perfiles de τ para una serie de configuraciones de corriente en las bobinas. El volumen de plasma para las distintas configuraciones cubre un rango desde 0.3 hasta 1.1 m³. Que en $\rho = 1$ la transformada rotacional sea mayor que en $\rho = 0$ da cuenta de la cizalladura magnética que posee la máquina. Nótese que la curva de la configuración 100_44_64 (verde) se cruza con la racional 8/5 en $\rho = 0.8$ que es lo que da lugar a las islas magnéticas visibles en los diagramas de la [figura 1.8](#).

Figura 1.10. *Perfil de la transformada rotacional para un conjunto de configuraciones magnéticas en TJ-II*

Cámara de vacío. La cámara de vacío del TJ-II está constituida por ocho octantes iguales, que se diseñaron para aprovechar la simetría de los campos magnéticos del mismo. Además, cuenta con 88 ventanas de observación ([figura 1.5](#)) para los diagnósticos del plasma, los sistemas de calentamiento y los de inyección de gas. La vasija está preparada para trabajar con presiones menores que 10⁻⁶ Pa (equivale a 10⁻⁸ mbar o 7.5×10⁻⁹ torr), por tanto ultra-alto vacío, siendo su presión base en operación menor que 10⁻⁵ Pa (equivale a 10⁻⁷ mbar o 7.5×10⁻⁸ torr). Se dispone de un sistema para realizar plasmas tenues de helio (descargas “*glow*”), que sirve para eliminar impurezas, principalmente agua, presentes en las paredes de la vasija. Con el fin de reducir el efecto de las impurezas pesadas (alto número atómico) en el plasma, la cara interior de la cámara de vacío se recubre de boro y/o litio, depositando una capa de ≈ 50 nm. Con estas técnicas se pueden conseguir descargas con baja concentración de impurezas y apropiado control de densidad [\[24\]](#). Debido a la complicada geometría de la cámara de vacío y a la disposición de las ventanas ópticas, los diagnósticos deben ser cuidadosamente diseñados y optimizados, especialmente los diagnósticos del TJ-II

basados en sondas que tengan que estar próximos al borde del plasma. El diseño de la sonda de iones rápidos será explicado en el [Capítulo 4](#).

Sistema de alimentación eléctrica. Para alimentar durante una descarga todo el sistema eléctrico de alta potencia del TJ-II, que comprende las bobinas, los sistemas de calentamiento y determinados diagnósticos, se dispone de un generador impulsional de 140 MVA, que almacena 100 MJ a 15 kV y 100 Hz.

1.4.2. Sistemas de calentamiento (ECRH y NBI)

Sistemas de calentamiento. El TJ-II tiene instalados dos girotrones (generadores de microondas de alta potencia), ver [figura 1.11](#). Este tipo de calentamiento, denominado **ECRH** (*Electron Cyclotron Resonance Heating*), usa ondas electromagnéticas en modo extraordinario (modo-X) sintonizadas al segundo armónico del giro ciclotrónico de los electrones [\[25\]](#) de manera que el plasma puede absorber las ondas. El modo-X significa que las ondas son inyectadas perpendicularmente a la dirección del campo magnético, y los haces se encuentran espacialmente orientados para evitar una generación adicional de corriente. La frecuencia a la que son absorbidas las ondas depende del campo magnético y existe un valor máximo de la densidad electrónica a partir del cual las ondas se reflejan y no calientan el plasma. Esta densidad, denominada de corte, es de $1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ para el centro del plasma y que equivale a una densidad media de línea de $1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Se dispone de dos girotrones, cada uno capaz de inyectar en el plasma una potencia (P_{ECRH}) de 300 kW a una frecuencia de 53.2 GHz que puede ser mantenida durante $\leq 300 \text{ ms}$ [\[26\]](#). La potencia de cada girotrón puede ser modulada (on/off) a frecuencias de hasta 10 kHz [\[27,28\]](#). Esta potencia se transmite al plasma por medio de dos líneas de transmisión cuasi-ópticas (QTL1 y QTL2) situadas en posiciones simétricas [\[29\]](#). El último espejo de cada línea es un espejo regulable situado dentro de la cámara de vacío del TJ-II. Cada espejo interno permite focalizar la potencia (P_{ECRH}) a diferentes posiciones poloidales (ρ_n) independientemente, donde ρ es el radio efectivo del plasma ($\rho = r/a$, donde a es el radio menor del plasma y r es el radio) para girotron-1 ($n = 1$) y girotron-2 ($n = 2$) [\[30\]](#).

El segundo sistema de calentamiento está compuesto de dos inyectores de haces neutros (*Neutral Beam Injection*, **NBI**), NBI-1 co-inyección y NBI-2 contra-inyección,

ver [figura 1.11](#). Con ambos inyectores se introducen en el plasma haces de átomos de hidrógeno de alta energía (31 keV) en dirección paralela al campo magnético toroidal, con el mismo sentido al inyectar el NBI-1 (sentido anti-horario, visto desde arriba de la [figura 1.11](#)) y sentido opuesto al inyectar el NBI-2 (sentido horario, visto desde arriba de la [figura 1.11](#)). Los principales parámetros de ambos haces neutros se encuentran recogidos en la [tabla 1.3](#). Es necesario la utilización de ambos inyectores para alcanzar una mayor β y evitar descompensar el plasma, ya que un único NBI puede ceder momento en la dirección toroidal [\[31\]](#).

Inyector de Partículas Neutras	NBI-1	NBI-2
Potencia Nominal Inyectada	≤ 650 kW	≤ 650 kW
Voltaje Nominal de Aceleración	30 - 35 kV	30 - 35 kV
Longitud del pulso	100 – 150 ms	100 – 150 ms
Divergencia teórica	1.3°	1.3°
Dirección de Inyección (sentido)	Co-inyección (anti-horario)	Co-inyección (horario)
Puesta en marcha	2003	2008

Tabla 1.3. *Características principales de los haces de inyección de neutros de hidrógeno para calentamiento.*

Los átomos de hidrógeno inyectados por el NBI proceden de un acelerador de iones H^+ , H_2^+ y H_3^+ , con energías máximas de unos 30, 15 y 10 keV respectivamente, en la proporción nominal 80:10:10, aproximadamente. Tras su paso por un neutralizador, entran en la cámara de vacío sin desviarse hasta que alcanzan el borde del plasma. Como resultado de las colisiones elásticas e inelásticas con los electrones e iones del plasma, los átomos del haz pueden ionizarse y ceder o no parte de su energía. La eficiencia de este tipo de calentamiento depende, en gran medida, de la densidad de partículas existente previamente, pero también de la distribución espacial de los campos magnéticos y eléctricos que encuentra el haz. Una de las situaciones más desfavorables es la simple transferencia de carga entre un átomo inyectado de alta energía y un protón del borde de baja energía. En la mayoría de las configuraciones magnéticas del TJ-II, el ión de alta energía así generado tiene escasa probabilidad de quedar confinado en el plasma. Por el contrario, se fuga siguiendo las trayectorias definidas por los campos

Capítulo 1. Introducción

eléctricos y magnéticos existentes en el dispositivo e impacta contra la pared, depositando allí toda su energía. Estos iones rápidos escapados serán parte de la distribución iónica que es detectada por la pantalla luminiscente, como se explicará en el [Capítulo 4](#).

Figura 1.11. *Localización y representación esquemática de los principales diagnósticos del stellarator TJ-II. También se muestran las dos líneas de calentamiento de ECRH (G1 y G2), así como las líneas de inyección de partículas neutras para calentamiento (NBI-1 y NBI-2). Los acrónimos de los distintos diagnósticos pueden consultarse en el [Apéndice C](#).*

Operación. La duración de los pulsos eléctricos en el dispositivo TJ-II es de aproximadamente unos dos segundos, en los cuales se alimentan las corrientes de las bobinas, se introducen los gases dentro de la cámara de vacío y se encienden los girotrones para que calienten el gas. Los girotrones (ECRH) comienzan típicamente en 1050 ms, cuando se alcanza un valor estacionario en las corrientes de las bobinas (*plateau*) y se mantienen emitiendo microondas durante un intervalo máximo de 300 ms. Los parámetros del plasma se estabilizan en ≈ 5 ms. Una vez que se apagan, el plasma se enfría y pierde su energía. El haz de neutros (NBI) puede ser inyectado en diferentes instantes temporales, dependiendo del experimento que se vaya a realizar.

Debido a la existencia de fuertes campos magnéticos y radiación alrededor del TJ-II, el dispositivo se encuentra en un recinto cerrado en el que no se permite la presencia de ninguna persona durante la operación del mismo. La sala de control del TJ-II se encuentra situada junto a la sala experimental, y en ella se encuentran los responsables de la operación y los encargados de los diagnósticos. Así, toda la instrumentación que está en el recinto del TJ-II se opera remotamente, sin que requiera acceso *in situ* durante la descarga. Además, el acceso al recinto del TJ-II durante el tiempo entre las descargas de un día de operación está muy restringido, por lo que es conveniente que todos los controles de la instrumentación que se necesiten modificar entre descarga y descarga sean accesibles remotamente.

1.4.3. Sistemas de diagnósticos estándar del TJ-II

El TJ-II está equipado con un conjunto de diagnósticos para conseguir la mayor cantidad de información posible del plasma, de esta manera se pueden determinar las características fundamentales del plasma producido [32]. En la [figura 1.11](#) se muestra la localización de los principales diagnósticos usados en este trabajo, así como las líneas de inyección de calentamiento por microondas (ECRH) y de partículas neutras (NBI) descritas en apartados anteriores.

Espectroscopia. Se dispone de espectrómetros de baja resolución en el rango del visible para monitorizar la emisión de algunas líneas espectrales de interés de impurezas presentes en el plasma, como la línea 227.1 nm del C^{4+} . Asimismo, se encuentran instalados espectrómetros de alta resolución en los rangos del visible y del ultravioleta de vacío [33,34], provistos de detectores multicanales de alta sensibilidad que se utilizan para observar y monitorizar las líneas de emisión de impurezas presentes en el plasma del TJ-II [35]. Uno de ellos opera en el visible y lleva acoplado un sistema de detección mono-canal y está focalizado en determinar la composición isotópica cuando se introduce deuterio en el TJ-II [36]. El sistema posee resolución temporal, proporcionando también medidas de temperatura iónica del plasma. También se encuentra operativo un sistema espectral de alta resolución con 19 canales espaciales para analizar la anchura y desplazamiento de líneas espectrales con el objeto de determinar la temperatura y velocidad de rotación poloidal de los iones del plasma [37]. Para monitorizar la emisión proveniente de la línea H_{α} , hay un conjunto de fotodiodos de silicio, con filtros con anchos de banda de 1 nm y 10 nm, colocados en diferentes

posiciones toroidales del TJ-II. Su intensidad sirve para cuantificar el flujo de partículas.

Bolometría. Los bolómetros son detectores de radiación, con respuestas bien caracterizadas y sensibles a todo el rango espectral relevante (2 eV – 4 keV), que sirven para estimar las pérdidas totales de energía del plasma por radiación. En el TJ-II se emplean matrices de fotodiodos de silicio que miden la emisión proveniente de diferentes cuerdas del plasma, y que tras un proceso de inversión permiten calcular su emisión local [38].

Rayos X. Para detectar la radiación en el rango de los rayos X hay instalado un detector de germanio que permite contar los fotones emitidos por el plasma con discriminación en energía. Además, se dispone de cámaras de matrices de diodos que permiten realizar reconstrucciones tomográficas de la emisión de rayos X del plasma, es decir, obtener los valores locales de emisión de rayos X de baja energía [39,40]. Su medida puede emplearse para visualizar la estructura magnética durante la operación del plasma, para la detección de islas, para la obtención de la Z_{eff} del plasma, etc. Donde Z_{eff} está definida como:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad (1.28)$$

donde el subíndice i se refiere a los diferentes iones que componen el plasma.

Thomson scattering (Esparcimiento Thomson). El análisis del esparcimiento incoherente de un haz de fotones procedente de un láser pulsado de rubí (10 J), debido a los electrones del plasma, permite determinar los perfiles de densidad y temperatura electrónica en un instante bien definido de la descarga del TJ-II, con una resolución espacial de ≈ 3 mm. Para ello se cuenta con un espectrómetro provisto de un detector multicanal intensificado que registra el espectro de esparcimiento [41,42].

Microondas. La evolución temporal de la densidad media a lo largo de una cuerda central se obtiene en el TJ-II con un interferómetro heterodino de 2 mm (140 GHz). Los perfiles locales de densidad electrónica en la zona periférica de gradiente se miden con resolución temporal mediante un reflectómetro de microondas [43]. El perfil de temperatura electrónica y su evolución temporal continua se mide en plasmas ECRH por medio de la emisión ciclotrónica de los electrones (*electron cyclotron emission*, ECE), utilizando un radiómetro calibrado absolutamente de 12 canales, distribuidos en distintas posiciones del plasma con una resolución de 10 μs [44].

Sondas y partículas. El TJ-II dispone de sondas de Langmuir para obtener información de la densidad, temperatura y potencial en el borde del plasma, así como de sus fluctuaciones [45]. Para calcular la temperatura iónica y su perfil espacial, se dispone de dos analizadores de partículas neutras (*Neutral Particle Analyzer*, NPA), móviles angularmente, que permiten analizar los flujos y la distribución energética de los neutros rápidos, entre 100 eV y 30 keV, producidos por reacciones de intercambio de carga en el seno del plasma [46]. La evolución espacio-temporal del potencial del plasma se consigue con una sonda de iones de cesio (HIBP); los iones de cesio se inyectan en el plasma con energía entre 100 y 200 keV [47]. El detector de iones rápidos (DIR) o sonda luminiscente permite determinar las pérdidas de iones rápidos escapados del borde del plasma, permitiendo estimar los flujos y la distribución energética de los iones fugados del plasma que llegan a la sonda luminiscente [48].

Magnéticos. Se dispone de bobinas de tipo Rogowski, diamagnéticas y de Mirnov que sirven para determinar, respectivamente, la corriente total, el contenido total de energía del plasma y el nivel de fluctuaciones magnéticas del mismo [49].

Haces atómicos. Por medio del estudio de la emisión proveniente de la interacción de haces atómicos (litio térmico y helio supersónico) con el plasma se calculan los perfiles de densidad y temperatura en el borde del mismo [50,51].

Inyector de haces neutros de diagnóstico (DNBI). Basado en espectroscopia activa de recombinación por intercambio de carga (*Charge eXchange Recombination Spectroscopy*, CXRS). Para estimular el intercambio de carga con la impureza de interés, se debe inyectar un haz de partículas neutras, obteniendo la información de impurezas totalmente ionizadas como temperatura de una especie iónica y su velocidad de rotación. Es capaz de inyectar iones entre 15 y 30 keV durante 5 ms, siendo capaz de realizar dos pulsos por descarga del TJ-II [52,53].

Capítulo 2

FUNDAMENTOS BÁSICOS DE IONOLUMINISCENCIA

En este Capítulo se hace una breve introducción a la luminiscencia, desde los tipos de materiales a la base teórica de sus procesos físicos. Nos focalizaremos en más detalle en el concepto de ionoluminiscencia por ser el más relevante para esta Memoria. Se hace una breve introducción al código SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter), sobre el poder de frenado de los iones en la materia, usado para modelar la interacción de iones energéticos con blancos materiales. Se concluye resumiendo las principales características de los materiales luminiscentes utilizados en los siguientes Capítulos.

2.1. MATERIALES LUMINISCENTES

Un material luminiscente (ML) es aquel que convierte ciertos tipos de energía en radiación electromagnética de menor longitud de onda que la radiación debida a la temperatura del material. El término luminiscencia se refiere a todos los fenómenos no térmicos de emisión de luz que son propios del material. La luminiscencia puede ser excitada por muchos tipos de energías. La radiación emitida por el material luminiscente normalmente está dentro del rango visible (400 nm – 700 nm, que corresponde a ≈ 3.1 eV – 1.8 eV, respectivamente), pero también se pueden encontrar materiales capaces de emitir luz en regiones espectrales como el infrarrojo o el ultravioleta [53]. A continuación, se mostrará la clasificación de los fenómenos luminiscentes dependiendo de la forma de excitación del material luminiscente [54]:

Capítulo 2. Ionoluminiscencia

Excitados por irradiación:

- i) **Fotoluminiscencia**: El estado excitado se produce por la absorción de radiación ultravioleta, visible o infrarroja próxima.
- ii) **Catodoluminiscencia**: Emisión producida por irradiación con electrones.
- iii) **Radioluminiscencia**: Emisión producida por irradiación con rayos X.
- iv) **Ionoluminiscencia**: Emisión producida por irradiación o bombardeo de iones.

Excitados por calentamiento:

- v) **Candoluminiscencia**: Emisión por sólidos incandescentes.
- vi) **Termoluminiscencia**: Emisión por sólidos y cristales por calefacción suave.
- vii) **Piroluminiscencia**: Emisión por átomos metálicos en llama.

Excitados por reordenamientos estructurales en sólidos:

- viii) **Triboluminiscencia**: Emisión por energía mecánica (fricción, triturado, etc.).
- ix) **Cristaloluminiscencia**: Emisión por cristalización.
- x) **Lioluminiscencia**: Emisión por disolución de cristales.

Excitados por fenómenos eléctricos:

- xi) **Electroluminiscencia**: Emisión asociada con campos eléctricos y descargas eléctricas.
- xii) **Galvanoluminiscencia**: Emisión durante la electrólisis.
- xiii) **Sonoluminiscencia**: Emisión por exposición a ondas ultrasónicas.
- xiv) **Piezoluminiscencia**: Emisión por separación de cargas por fricción en superficie.

Excitados por reacciones químicas:

- xv) **Bioluminiscencia**: Emisión por organismos vivos o sistemas biológicos.
- xvi) **Quimioluminiscencia**: Emisión por una reacción química.

Un material luminiscente contiene activadores (también llamados centros luminiscentes) y sensibilizadores. En el proceso luminiscente, parte de la energía incidente sobre el material luminiscente es absorbida por los sensibilizadores y transferida a los activadores, que alcanzan un estado excitado. La luz luminiscente es producida cuando el activador vuelve a su estado fundamental de forma radiativa, es decir, emitiendo uno o varios fotones. Además, existen procesos de desexcitación no-

radiativa, que también consiguen que el activador vuelva al estado fundamental sin emisión de fotones luminiscentes (por ejemplo, por disipación térmica) [53]; estos procesos compiten con los procesos radiativos, disminuyendo la eficiencia luminiscente del material. En la [figura 2.1](#) se esquematizan los procesos radiativos y no-radiativos en la producción de luz de los materiales luminiscentes.

La luminiscencia puede estar producida por la propia red de la estructura cristalina que compone el material luminiscente (luminiscencia intrínseca) o por impurezas añadidas a la red anfitriona (luminiscencia extrínseca). En la **luminiscencia intrínseca**, la estructura electrónica del sólido cristalino puede describirse por bandas de energía, que proporcionan estados excitados deslocalizados para los electrones. Los defectos puntuales (imperfecciones en la red del cristal, centros de color, impurezas) pueden modificar localmente la estructura electrónica del sólido, generando estados excitados localizados (creación por dopado de niveles de energía entre las bandas en materiales semiconductores). Las transiciones resultantes en la luminiscencia intrínseca pueden distinguirse entre:

Figura 2.1. *Esquema simplificado de los procesos que intervienen en la emisión luminiscente.*

Transiciones luminosas de estados excitados des-localizados:

- i) Recombinación de electrones libres en la banda de conducción con huecos en la banda de valencia (transmisión directa e indirecta).
- ii) Recombinación de excitones (electrones y huecos son ligados por su interacción electromagnética, formando así pares electrón-hueco).

Transiciones luminosas de estados excitados localizados:

- iii) Recombinación de excitones ligados a defectos localizados (excitón auto-atrapado como en el caso del SiO_2).

- iv) Transiciones del electrón de estados excitados de un defecto puntual a su estado fundamental (como en los centros-F en Al_2O_3). Un centro F es un tipo de defecto en que una vacante aniónica de un cristal se llena con uno o más electrones, dependiendo de la carga del ión que falta. Estos electrones tienden a emitir luz visible de tal manera que el material usualmente transparente se convierte en coloreado.
- v) Transiciones de un portador de carga desde un estado deslocalizado, como puede ser la banda de conducción, a un estado localizado de un defecto puntual.

La forma y anchura de los picos y bandas en el espectro luminiscente dependen de efectos térmicos (distribución de energía de los portadores de cargas libres) y la fuerza de la interacción entre electrones y fonones, que participan en las transiciones. Suponiendo bajas temperaturas e interacción débil entre electrón-fonón, el espectro luminiscente presenta picos puntiagudos y bandas estrechas. La interacción fuerte entre electrón-fonón produce un ensanchamiento de picos y bandas en el espectro.

Figura 2.2. *Recombinación radiante electrones (e^-) y huecos (h^+), entre las bandas de valencia (b.v.) y conducción (b.c.), para la luminiscencia o fondo residual de los materiales luminiscentes.*

La ***luminiscencia extrínseca*** es producida en la mayoría de las redes cristalinas por impurezas (iones de metales de transición o elementos de las tierras raras). Los materiales sin impurezas, a veces, no presentan luminiscencia; y es el añadido de las impurezas, incluso en concentraciones muy pequeñas, lo que causa que los materiales sean luminiscentes. Las impurezas pueden actuar como sensibilizadores y activadores

para tipos determinados de energía. Además, ciertas impurezas pueden actuar como supresores, que evitan la excitación del activador (por ejemplo, el Fe^{2+} es un supresor de la luminiscencia del Mn^{2+} en carbonatos), reduciendo así la luminiscencia del material.

La intensidad de la emisión luminiscente es principalmente una función de la concentración de impurezas capaces de ser excitadas, y viene representado por la eficiencia luminiscente. Esto conduce a que las medidas de la intensidad de emisión luminiscente puedan emplearse con fines analíticos. También los defectos intrínsecos característicos de la red anfitriona pueden contribuir a la producción de luz luminiscente, llegando incluso a ser su aportación más importante que la debida a las impurezas.

Figura 2.3. *Esquema de los procesos de distintos análisis usando un haz de iones (Ion Beam Analysis, IBA): emisión de rayos gamma por protón inducido (Proton Induced Gamma-Ray Emission, PIGE); emisión de rayos X por protón inducido (Proton Induced X-Ray Emission, PIXE); espectrometría Rutherford Backscattering (Rutherford Backscattering Spectrometry, RBS); emisión de electrón secundario (Secondary Electron Imaging, SEI); microscopía iónica de transmisión (Scanning Transmission Ion Microscopy, STIM); producción de luz debido a iones energéticos incidentes (Ionoluminescence, IL).* [55,56]

La luminiscencia residual (“afterglow”) es la luminiscencia que se sigue produciendo aún cuando han transcurrido largos periodos de tiempo (relativo al tiempo de decaimiento de la luminiscencia), después del final de la excitación. La luminiscencia residual es debida a que las recombinaciones radiantes de los electrones y huecos son en ocasiones retrasadas considerablemente debido a que parte de los

electrones libres, producidos por la excitación, puedan quedar capturados por trampas en niveles energéticos cercanos a la banda de conducción. Es por esto que, hasta que se liberen los electrones libres de la trampa y se recombinen radiativamente con los huecos, transcurre mucho tiempo [53]. En la [figura 2.2](#) se muestra un esquema de la recombinación de electrones y huecos de la luminiscencia residual.

2.2. IONOLUMINISCENCIA

La **ionoluminiscencia** (IL) es la luminiscencia producida la irradiación de iones energéticos que impactan sobre un material. En la ionoluminiscencia, la energía de los haces de iones es absorbida inicialmente por la red anfitriona de la superficie del material, siendo distribuida posteriormente a las impurezas existentes. La excitación de las impurezas aumenta principalmente con el número de colisiones elásticas e inelásticas. Las pérdidas de energía por colisiones elásticas experimentadas por el proyectil incidente son las responsables de los desplazamientos de los átomos del blanco y de la formación de colisiones en cascada. Las colisiones inelásticas requieren la participación activa de los electrones, siendo la fuente de una gran variedad de fenómenos adicionales como: emisión de electrones secundarios, emisión de iones y radiación electromagnética (emisión luminosa o emisión óptica, rayos X, etc.). Las emisiones luminosas generadas por el impacto de iones son debidas a átomos, iones y moléculas excitadas por pulverización catódica (*sputtering*) e iones retro-dispersados (*backscattered*), decayendo de estos estados excitados mediante la emisión de luz en el rango visible y ultravioleta. La excitación por colisión de las moléculas en las superficies del sólido y la recombinación radiativa de los pares electrón-hueco dentro del sólido pueden también contribuir a la emisión de fotones.

La ionoluminiscencia es de gran interés en la física del estado sólido, ya que ayuda a la comprensión de los procesos de excitación en sólidos, y hace posible su aplicación en la caracterización de la superficie de materiales. En la [figura 2.3](#) se ilustran algunas técnicas que utilizan radiación con iones. Como la luz emitida bajo la irradiación de iones es originada por transiciones electrónicas y procesos de recombinación de la capa electrónica externa de los átomos del material luminiscente, los niveles energéticos de esa capa electrónica se ven afectados por los enlaces químicos del átomo. Así, usando métodos basados en la ionoluminiscencia se puede obtener información sobre la estructura química del material [57].

2.3. MODELOS DE LA IONOLUMINISCENCIA

La luminiscencia producida por bombardeo iónico es un fenómeno muy complejo, debido a su dependencia de diversos procesos. Así, los diferentes modelos teóricos [58] que se han ido proponiendo para describir la ionoluminiscencia son muy complicados y comprenden muchos parámetros difíciles de cuantificar, por lo que su capacidad de predicción está limitada. Por lo tanto, aunque desde el punto de vista experimental es muy conveniente disponer de un modelo teórico adecuado, muchas veces se ha optado por emplear ajustes semi-empíricos.

Un estudio detallado del proceso ionoluminiscente fue propuesto por Birks [59], que consiste en un modelo simple donde supone que al pasar el haz de iones por el material parte de la energía perdida del haz era convertida en luz luminiscente. Además, tenía en cuenta que la energía depositada por el haz también producía defectos en el material, que inhibían la luminiscencia, con lo que llegaba a la siguiente ecuación:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{AdE/dx}{1+kB_d dE/dx} \quad (2.1)$$

donde dL/dx es la luminiscencia producida, L , en una capa de material de longitud dx ; A es el factor de conversión de energía depositada a luz luminiscente; B_d es la relación de defectos creados por energía depositada; mientras que k es la probabilidad de que un defecto inhiba la luminiscencia; el término dE/dx corresponde al poder de frenado electrónico o energía depositada a lo largo de la distancia de penetración del ión incidente. En este modelo tanto A como kB_d se determinan experimentalmente.

Meyer y Murray [60] encontraron que la distribución energética de los electrones secundarios producidos por las colisiones de los iones incidentes con el material depende del número de electrones del material luminiscente: las partículas con mayor carga (Z), producirán electrones secundarios con un espectro más energético. Así, la densidad de energía depositada a lo largo de la trayectoria de incidencia de los iones, que genera supresores, será menor y por lo tanto, mayor la luminiscencia.

Kobetich y Katz [61,62] completaron el trabajo de Meyer y Murray al cuantificar la energía depositada por los electrones secundarios a lo largo de la trayectoria de los iones incidentes. Luntz [63] consiguió expresar analíticamente la energía depositada a una distancia r de la trayectoria del ión ($\rho(r)$) como:

$$\rho(r) = \frac{KZ_{eff}^2}{r^2v^2} \quad (2.2)$$

donde, K es un factor energético de conversión por determinar, Z_{eff} es la carga efectiva

del ion y v es su velocidad.

Muga, Griffith y Diksic [64,65] incluyeron además el efecto de la saturación de la luminiscencia que se produce en las capas más próximas a donde incide el haz: consideran que para densidades de energía depositadas mayores que ρ_{sat} se produce la misma luz luminiscente que si sólo se hubiera depositado ρ_{sat} . Así se logra obtener esta expresión para la luz luminiscente producida:

$$\frac{dL}{dx} = C \left[\pi r_{sat}^2 \rho_{sat} + \int_{r_{sat}}^{r_{max}} \rho(r) 2\pi r dr \right] \quad (2.3)$$

donde C es el factor de conversión de energía depositada en luz luminiscente y r_{sat} es el radio hasta el cual $\rho(r_{sat}) < \rho_{sat}$, y r_{max} es la distancia máxima donde ya se considera que el haz iónico ha sido completamente absorbido.

Finalmente, los trabajos de Michaelian, Menchaca-Rocha y Cruz-Galindo [66,67] han continuado completando y refinando el modelo para llegar a deducir expresiones analíticas muy complicadas, dependientes de parámetros con significado físico y que se ajustan mejor a las medidas experimentales.

2.4. CÓDIGO SRIM Y MODELO ASOCIADO

SRIM es un código Monte Carlo basado en colisiones binarias entre iones y el material blanco. La importancia de este código reside en que con algunos de los parámetros de salida se puede elaborar un modelo teórico sencillo, capaz de relacionar las respuestas ionoluminiscentes experimental y teórica. Este modelo ayuda a conocer la forma cualitativa de la producción de luz en el ML, ayudándonos además a comprender la respuesta, el comportamiento de los ML, la penetración de los iones, la deposición de energía, el daño y la creación de defectos. Para ello se tuvo en cuenta la transferencia lineal de energía del haz de iones, basándonos en los procesos de producción de luz en el ML por deposición de la energía inelástica total de la partícula incidente, tal como sugieren los modelos de la ionoluminiscencia anteriores, prediciendo así la respuesta ionoluminiscente.

A continuación se introduce el código SRIM para explicar posteriormente el modelo ionoluminiscente, que se aplicará a los ML YAP:Ce ($\text{YAlO}_3\text{:Ce}$), TG-Green ($\text{SrGa}_2\text{S}_4\text{:Eu}$) y P46 ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Ce}$); donde los dos primeros son de gran relevancia para este trabajo ya que son utilizados como centelladores en la sonda luminiscente usada en el TJ-II y el tercero se ha usado en nuestro laboratorio para detectores de radiación.

2.4.1. El código SRIM o código de colisiones binarias

Al igual que otros modelos teóricos se basa en la pérdida o deposición de la energía de una partícula acelerada en el seno de un sólido por medio de colisiones. Estas pérdidas se cuantifican por la sección eficaz total de frenado de iones en sólidos que está compuesta por dos componentes: 1) la energía transferida por el ión acelerado a los electrones del material, frenado electrónico o pérdida de energía inelástica, que es la responsable principal de los procesos de emisión de luz (IL); y 2) la energía transferida por el ión acelerado a los núcleos del blanco, frenado nuclear o pérdida de energía elástica, que por simplicidad no se tiene en cuenta en este código.

El código **SRIM** (*Stopping and Range of Ions in Matter* – poder de frenado y alcance proyectado de iones en la materia) [68] es un grupo de programas en lenguaje FORTRAN 77, que calcula el frenado y recorrido de los iones (con un rango de 10 eV - 2 GeV/uma) con los que se bombardea un material (sólido o gas), aplicando la mecánica cuántica para el estudio de las colisiones atómicas (colisiones ión-átomo).

Conviene también resaltar el código **TRIM** (*TRansport of Ion in the Matter* - transporte del ión en la materia), que es parte del paquete SRIM y que ha sido el programa del paquete SRIM más utilizado en esta tesis. TRIM calcula todas las interacciones de un proyectil (un ión o un átomo neutro) con un sólido formado por átomos estacionarios (blancos). El código es básicamente un código de Monte Carlo, donde un proyectil incide sobre la superficie sólida en un tiempo determinado y se siguen las trayectorias del proyectil y de los átomos de retroceso. Se puede utilizar para física de cascadas de átomos de retroceso, física de sputtering, ionización, para el frenado de iones compuestos y potencias de frenado de iones en gases: esto incluye daño por irradiación (cálculo de desplazamientos por átomo, DPA). Este programa tiene algunas limitaciones, como que sólo se consideran colisiones de dos cuerpos, no se considera la cristalografía (considera los materiales amorfos), ni los efectos superficiales, ni algunos de los efectos no-radiativos, ni las colisiones nucleares (colisiones elásticas núcleo-núcleo es decir la componente nuclear del rango de frenado) y no trata la acumulación de daño, pero aun así, es un modelo ampliamente usado y reconocido por su aplicabilidad. Por la primera de las limitaciones, este programa es también conocido como código de colisiones binarias. El proyectil interactúa con un átomo del medio de acuerdo con las leyes de interacción basadas en un potencial atómico compuesto (universal) que adapta un gran número de combinaciones proyectil-

blanco sobre un amplio rango de energías.

Este código presenta además una importante ventaja, ya que al ser un código estadístico y de colisiones binarias es muy rápida su operación. Por este motivo, actualmente, para el estudio de los rangos de penetración, el código SRIM es extensamente utilizado, presentando además una interfaz de usuario de fácil manejo. Para los siguientes resultados se tomó un estudio de 10000 historias (iones incidentes) en cada ML, en el intervalo de 1 keV hasta 40 keV. El número de iones incidentes es suficientemente grande para que el código SRIM obtenga resultados aceptables. La información requerida inicial del código para el cálculo incluye:

- Proyectoil: carga, masa y energía inicial del ión (Z_p , m_p y E_p)
- Blanco: carga, masa, espesor y densidad del material (Z_b , m_b , t_b y n_b)
- Energía umbral de desplazamiento de los átomos en el blanco (E_d)
- Energía de ligadura del átomo en la superficie (para cálculos de *sputtering*)
- Energía de ligadura (cohesiva) de los átomos del blanco (E_{lb})

La información de salida incluye:

- El camino del proyectil y todos los átomos de retroceso del blanco
- La distribución en profundidad de los desplazamientos atómicos de los átomos del blanco
- Penetración del proyectil
- Pérdida de energía del proyectil por ionización (frenado electrónico) y por colisiones
- Historias de todos los átomos de retroceso
- Reflexión del proyectil vía superficie frontal (back scattering) o transmisión a través de la superficie posterior
- Rango de frenado electrónico y nuclear definido por medio de pérdidas de energía nucleares y electrónicas resultantes de colisiones únicamente inelásticas
- Alcance de proyección de la desviación (lateral y longitudinal) de los iones al depositarse en el seno de un blanco

Poder de frenado. Para los cálculos de rangos de penetración y su desviación, SRIM hace una estadística sobre el total del número de los iones incidentes en cada ML. Se ha tomado el ión incidente como H^+ por ser el ión que constituye mayoritariamente

el plasma del TJ-II. El estudio se llevó a cabo en distintas energías, desde 1 keV hasta 40 keV, que es el intervalo capaz de ser detectado por la sonda luminiscente de la cual se hablará con mayor detalle en los siguientes Capítulos.

Figura 2.4. Representación del poder de frenado y desviación de los iones incidentes en el YAP:Ce ($\text{YAlO}_3\text{:Ce}$), donde cada punto (de color rojo) representa un ión. El ML programado tiene un espesor de $1\ \mu\text{m}$ y una incidencia de 10000 iones (H^+) con energías de (a) 1 keV, (b) 10 keV y (c) 40 keV.

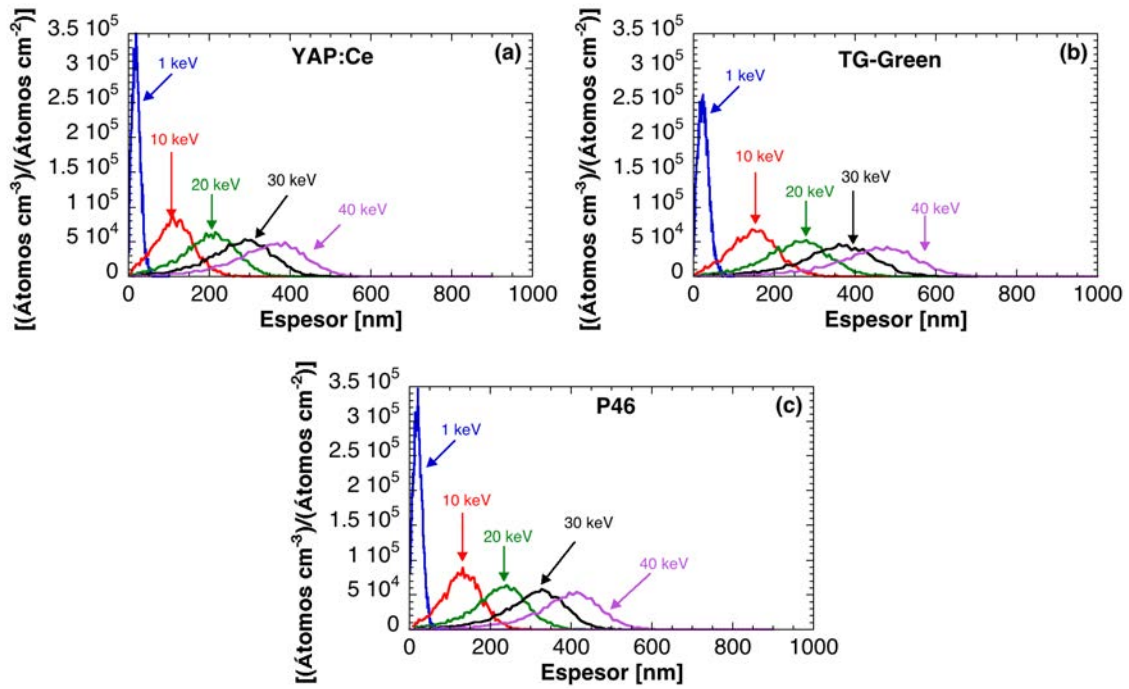


Figura 2.5. Distribución de iones producidos por los iones incidentes H^+ (10000 iones) de: (a) YAP:Ce, (b) TG-Green, (c) P46.

En la figura 2.4 podemos observar el poder de frenado y desviación de los iones incidentes sobre uno de los materiales caracterizados en esta tesis, YAP:Ce, a distintas

energías, donde es evidente que a mayor energía de los iones mayor es su penetración. En la figura se representa únicamente la penetración longitudinal (a lo largo del espesor). Si el haz de iones presenta una mayor eficiencia de penetración, entonces la energía depositada en las impurezas intrínsecas o centros luminiscentes producirá una mayor IL, evitando efectos superficiales. En la [figura 2.5](#) se muestra la distribución iónica a lo largo del espesor de los materiales luminiscentes.

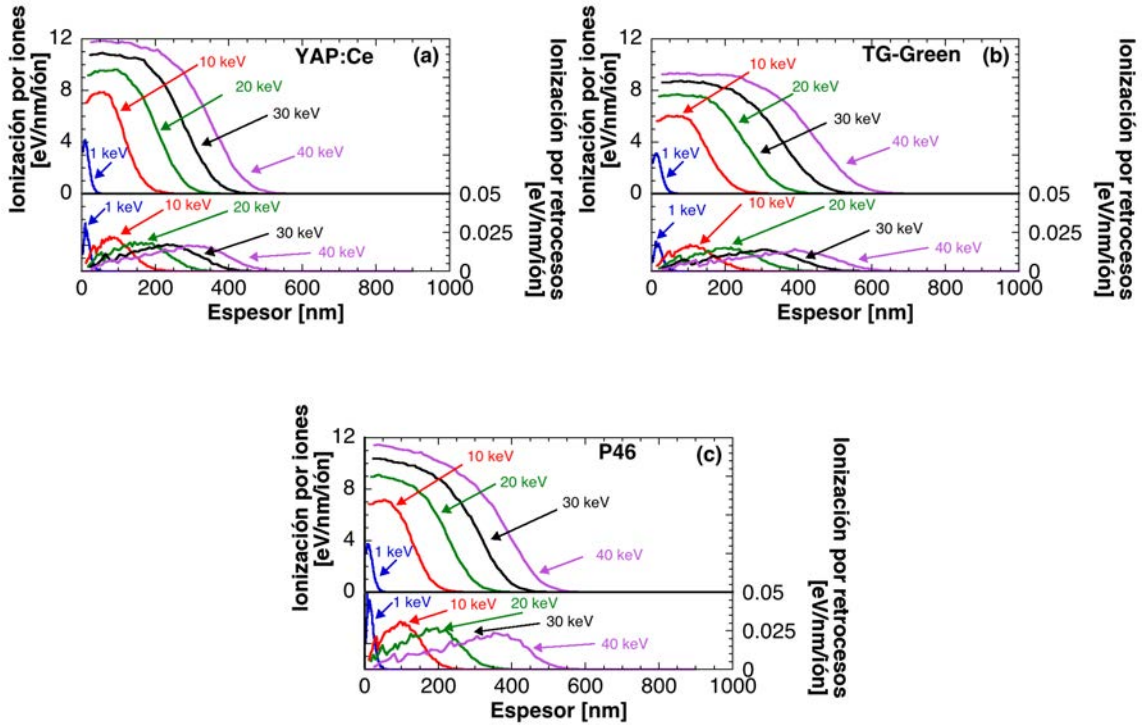


Figura 2.6. Ionización o disipación de energía producidos por los iones incidentes H^+ (10000 iones) de: (a) YAP:Ce, (b) TG-Green, (c) P46 y por los retrocesos atómicos del blanco.

Pérdida de energía por ionización. La ionización produce la pérdida de energía aportada a los electrones del ML y los electrones del blanco absorben la energía del movimiento de los iones y de los átomos que retroceden, liberándose como calor si el blanco es un metal o como un fonón si el blanco es un aislante. La [figura 2.6](#) muestra la ionización de los ML para diferentes energías de los iones incidentes, al igual que la ionización debida a retrocesos atómicos, donde esta última está muy por debajo de la pérdida de energía asociada al haz incidente. En general, los iones tienen más pérdidas de energía por ionización, sin embargo este criterio no siempre se puede aplicar a todas

las combinaciones existentes entre haz de iones y blanco, porque los electrones absorben energía más eficientemente de partículas con velocidades similares a la suya. Los iones de los haces incidentes de baja masa (H^+ o He^+), suelen moverse más rápido que los átomos retrocedidos de los ML, por lo que los iones ceden más energía a los electrones del blanco. En cambio, los iones de los haces con mayor masa se mueven a velocidades próximas a la de los átomos en retroceso de los ML, por lo que las contribuciones debidas a los retrocesos podrían ser comparables a la de los iones incidentes.

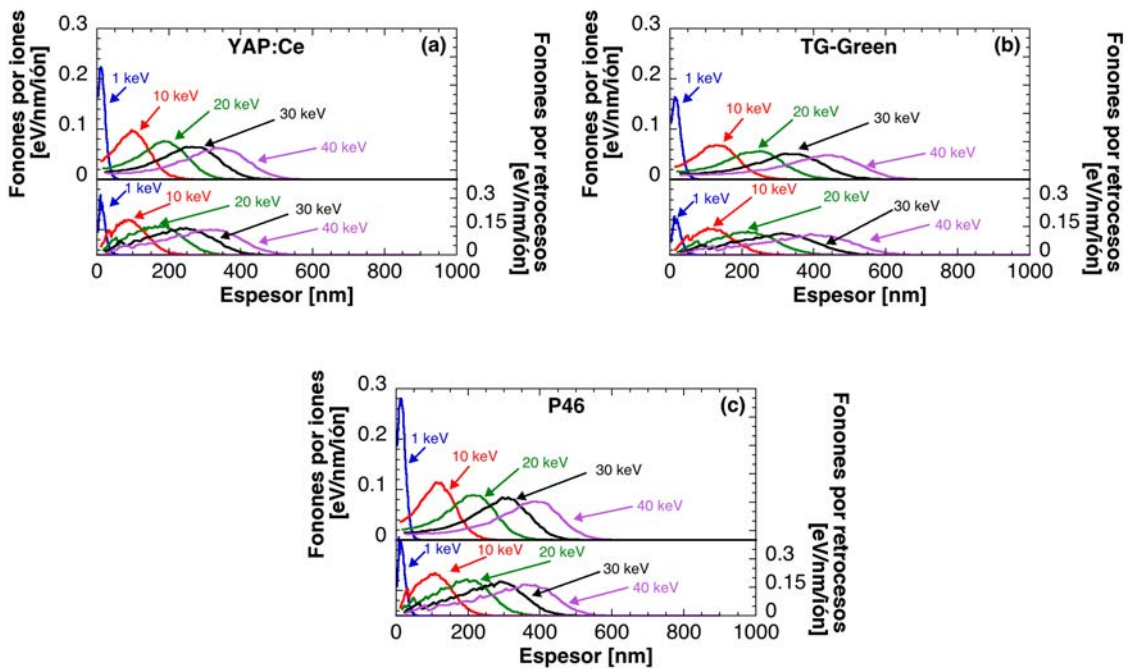


Figura 2.7. Fonones creados por los iones incidentes H^+ (10000 iones), y por los retrocesos atómicos del blanco, sobre: (a) YAP:Ce, (b) TG-Green, (c) P46.

Pérdida de energía por fonones. Los fonones son la energía almacenada en vibraciones atómicas de los enlaces del material: cuando uno de los enlaces del ML empieza a vibrar, los enlaces más cercanos empezarán a vibrar de igual modo. En la [figura 2.7](#) se muestra la energía perdida por fonones, que tiene un valor muy inferior al de la energía de ionización. Aquí, ambas pérdidas de energía por fonones asociados al haz incidente y a los retrocesos son comparables, lo que es un comportamiento muy diferente comparado con la ionización.

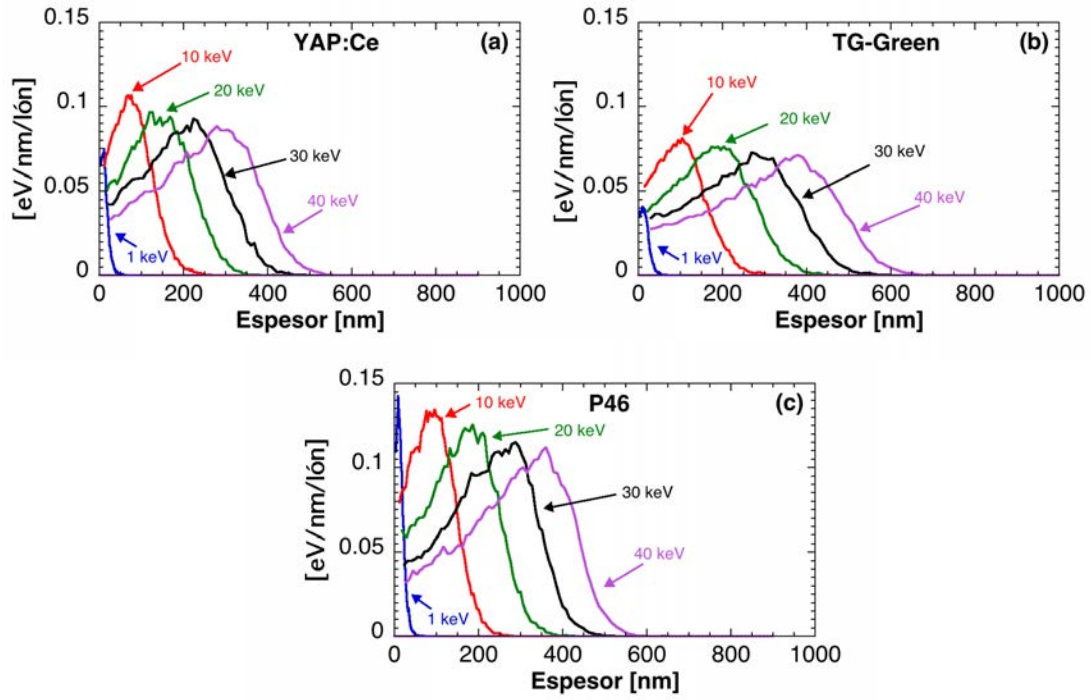


Figura 2.8. Distribución de la transferencia de energía a los átomos del blanco, con la longitud de penetración, por los iones incidentes H^+ (10000 iones) sobre: (a) YAP:Ce, (b) TG-Green, (c) P46.

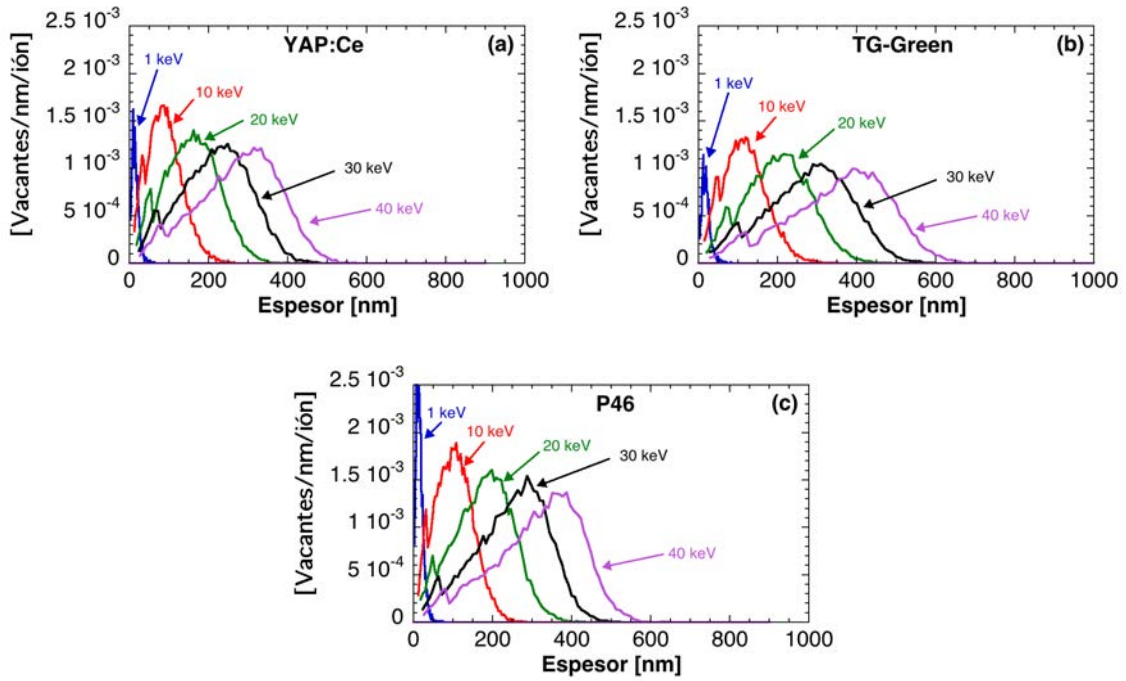


Figura 2.9. Creación de daño por colisiones, produciendo vacantes en los ML, para los iones incidentes H^+ (10000 iones) sobre: (a) YAP:Ce, (b) TG-Green, (c) P46.

Daño en el material luminiscente. Como sólo tenemos un único material amorfo, es decir, no existen diferentes capas de materiales, en la [figura 2.8](#) se observa que toda la energía depositada por el ión será absorbida por los átomos a lo largo del material, con diferente distribución dependiendo de la energía del ión incidente. De modo que, para iones con bajas energías, el daño será más superficial cambiando las propiedades de la red en la superficie. Esto es importante, porque como se mostrará posteriormente, la población de iones de bajas energías es mucho mayor que las de mayores energías. Éstos se implantarán a ciertas profundidades, modificando igualmente las propiedades locales de la red.

Vacantes. Finalmente, en la [figura 2.9](#) se muestra la distribución de las vacantes producidas por el impacto de los iones rápidos en el material del blanco, en función de la longitud de penetración, donde se observa que cuanto mayor sea la energía del ión incidente menor será el daño que sufrirá el ML, ya que el daño estará deslocalizado.

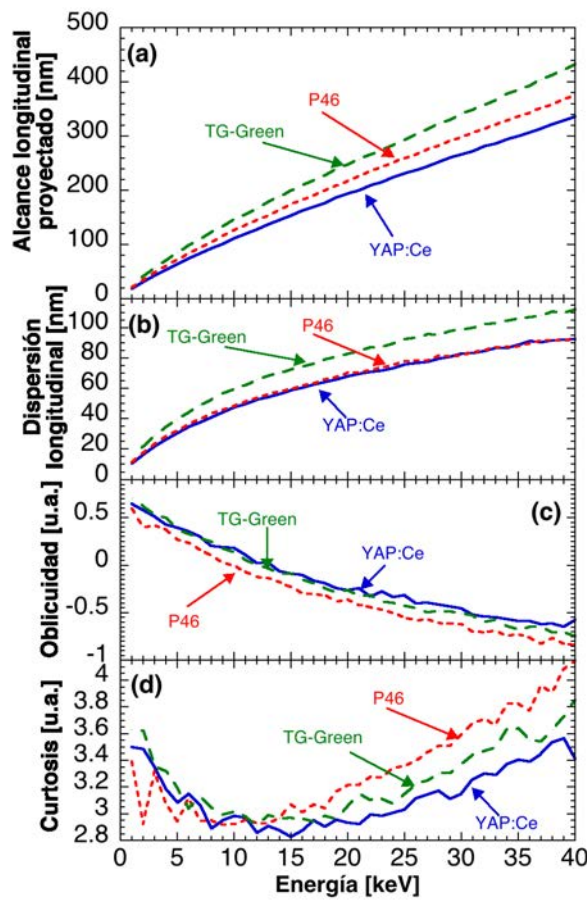
2.4.2. Modelo ionoluminiscente para un haz de iones (H^+) a baja energía

Basado en el código SRIM, se desarrolló un modelo luminiscente simple, útil para predecir el comportamiento de la respuesta de los materiales luminiscentes al ser irradiados con iones de baja energía. Como los ML tienen el inconveniente de que su respuesta luminiscente es no-lineal, lo que crea problemas de calibración para detectar partículas, este modelo sencillo nos permite tener un conocimiento cualitativo de la respuesta del material luminiscente, ayudando a realizar diseños de los diferentes componentes experimentales del diagnóstico antes de realizar el experimento. Los parámetros que se tuvieron en cuenta en este modelo fueron:

- *Alcance proyectado* o de *proyección*, es la distribución geométrica de la deposición de la energía de los iones a lo largo de la trayectoria de penetración. La información de la penetración longitudinal, [figura 2.10](#), incluye la dispersión (*straggling*) de los iones incidentes, la oblicuidad (*skewness*) y la curtosis (*kurtosis*) de las distribuciones de penetración (ver [figura 2.5](#)). Donde la oblicuidad es una medida de la asimetría que presenta la distribución de penetración. Si la distribución es simétrica positiva (negativa) entonces la "cola" a la derecha (izquierda), respecto a la media de la distribución, es más larga que la de la izquierda (derecha). La curtosis también es una descripción de la forma de la

distribución, donde un valor igual a 3 correspondería a una distribución normal; con valores > 3 la distribución es más apuntada y con colas menos anchas que una distribución normal; con valores < 3 la distribución es menos apuntada y con colas más anchas que una distribución normal. Del código SRIM también es posible obtener información de la penetración radial y lateral, con sus respectivas dispersiones, ver [figura 2.11](#).

- “*Stopping Range*” o poder de frenado electrónico, es la energía depositada, a lo largo de la distancia de penetración del ión incidente, en los electrones del ML, ver [figura 2.12](#).



El ión durante su movimiento a lo largo de la trayectoria de penetración en el ML deposita su energía en los electrones siguiendo una distribución energética que consideramos equivalente al alcance de proyección ([figura 2.10 \(a\)](#)), de acuerdo con la producción de luz por pérdidas de energía en procesos inelásticos ión-electrón, $(dE/dr)_e$ ([figura 2.12 \(a\)](#)). No se consideraron los efectos superficiales, efectos no-radiativos y los procesos asociados a colisiones nucleares (componente nuclear del poder de frenado total por colisiones elásticas átomo-átomo). Integrando la expresión $(dE/dr)_e$ se obtiene

la ley de relación de energía y así la producción de IL (figura 2.12 (b)) asociada a procesos inelásticos (principal proceso de producción de luz). La respuesta de la IL experimental se comparará con la respuesta IL teórica obtenida con este modelo (figura 2.11) en el Capítulo 3.

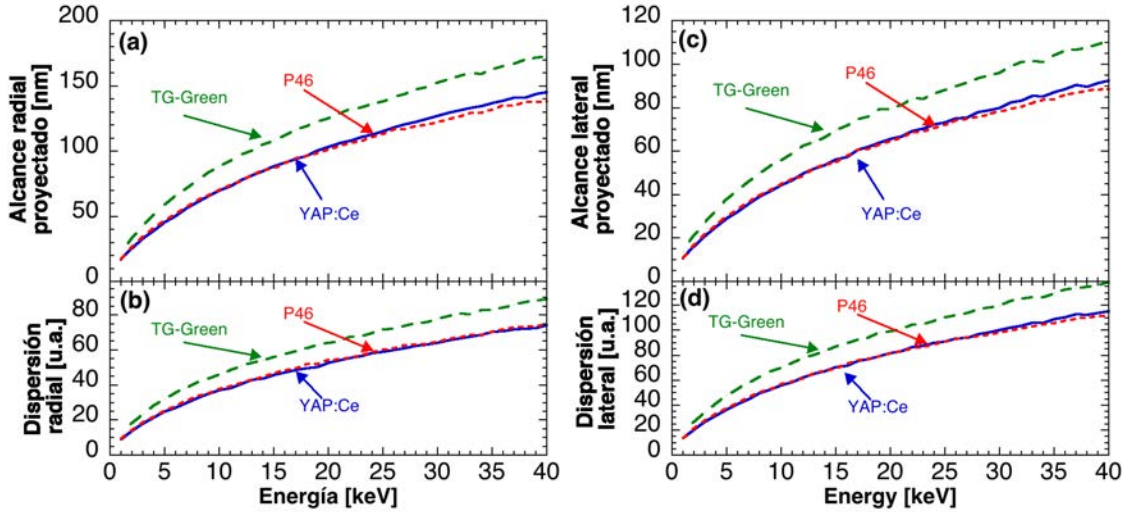


Figura 2.11. (izquierda) (a) Alcance radial proyectado de los iones incidentes H^+ (10000 iones) en los ML y (b) la dispersión (straggling) asociada de los iones incidentes. (derecha) (c) Alcance lateral proyectado de los iones incidentes H^+ (10000 iones) en los ML y (d) la dispersión (straggling) asociada de los iones incidentes.

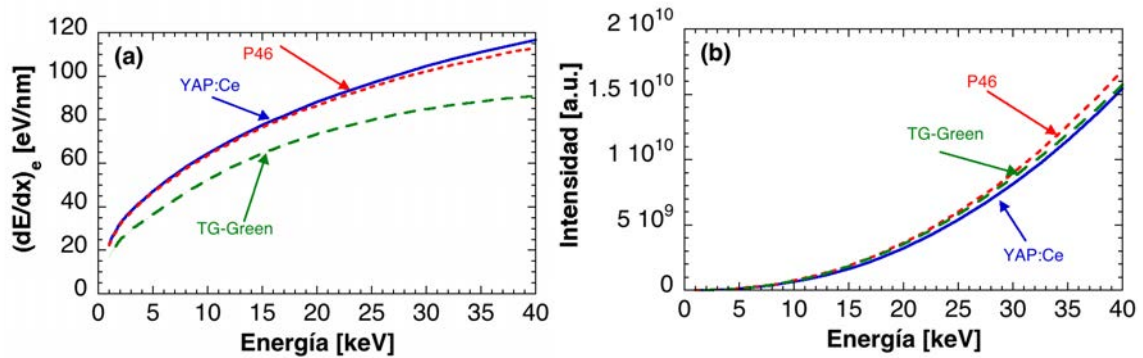


Figura 2.12. (a) Poder de frenado electrónico, $(dE/dx)_e$, o energía depositada a lo largo de la distancia de penetración del ión incidente a los ML. (b) Respuesta ionoluminiscente de los ML basado en el modelo SRIM. La respuesta ionoluminiscente se calcula mediante la relación: $(dE/dx)_e \cdot RP \cdot E$, donde RP corresponde al alcance longitudinal proyectado (ver figura 2.10 (a)) y E es la energía de los iones incidentes.

2.5. CARACTERIZACIÓN DE PANTALLAS LUMINISCENTES

Los materiales luminiscentes (ML) caracterizados en este trabajo son pantallas luminiscentes granulares y se han caracterizado en nuestro laboratorio cuya descripción y resultados se detallarán en el [Capítulo 3](#). Las pantallas granulares han sido habitualmente utilizadas en aplicaciones donde se mide su respuesta de forma continua (modo corriente). Por lo general las pantallas granulares tienen la ventaja de ser más sensibles que una pantalla cristalina, pero son menos resistentes al daño por irradiación.

Las pantallas se depositaron en el CIEMAT, y se caracterizaron en el laboratorio de materiales luminiscentes, a partir del material luminiscente en forma de granos de polvo de tamaños micrométricos obtenidos comercialmente. Las pantallas uniformes, depositadas sobre placas de acero, fueron preparadas por el método de sedimentación descrito en la referencia [\[69\]](#). El método desarrollado permite elaborar pantallas luminiscentes robustas e uniformes, mediante un proceso bien reproducible. Las técnicas típicamente utilizadas para preparar pantallas de ML en polvo están basadas en el rociado de plasma, catodoforesis y sedimentación.

Denominación	Composición	Densidad (g/cm ³)	Máxima Emisión (nm)	Tiempo de Decaimiento (ns)	Fabricante
P46	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	4.15	540	160	Phosphor Technology
TG-Green	SrGa ₂ S ₄ :Eu	3.65	530	540	Sarnoff Co.
YAP:Ce	YAlO ₃ :Ce	5.37	370	27	Crytur

Tabla 2.1. Lista de los materiales granulares seleccionados para este trabajo de ionoluminiscencia a bajas energías, con algunas de sus propiedades más importantes [\[70\]](#). En la primera columna se indica su denominación; en la segunda se da su composición; en la tercera se recoge su densidad; en la cuarta su principal banda de emisión; en la quinta su tiempo de decaimiento y por último el suministrador de los materiales granulares en polvo.

Los materiales escogidos y sus propiedades luminiscentes más relevantes se proporcionan en la [tabla 2.1](#). Una descripción más detallada de estos materiales puede verse en las referencias [\[53,71\]](#).

Para estos estudios de ionoluminiscencia, se han seleccionado materiales luminiscentes que habían sido empleados previamente en la detección de radiación de banda ancha, debido a sus interesantes propiedades [37,69]. Se eligieron materiales luminiscentes en polvo por la posibilidad de realizar el proceso de deposición en pantallas en este centro. Además, los materiales utilizados debían ser capaces de soportar temperaturas de hasta 150 °C sin perder sus propiedades luminiscentes, ya que la cámara de vacío del TJ-II se puede calentar hasta 150 °C para optimizar sus condiciones de limpieza y debían tener un tiempo de respuesta menor que 1 μ s en algunas aplicaciones.

Varios de estos materiales han sido modelados y caracterizados previamente irradiándolos con rayos X (radioluminiscencia), con UV y radiación visible (fotoluminiscencia) [72]. Incluso se han llegado a desarrollar prototipos y detectores de radiación de banda estrecha actualmente en funcionamiento en el TJ-II. Algunas de las aplicaciones en el TJ-II son los detectores usados como instrumentos de medida [73], como:

- Detector multicanal compacto capaz de observar la radiación global procedente de cinco cuerdas diferentes dentro del plasma.
- Detector de barrido que por medio de un espejo oscilante consigue observar, de manera repetitiva y en tiempo real, el perfil de radiación del plasma completo (radiación de impurezas, *bremsstrahlung*, etc.) en menos de 4 ms.
- Detector de imagen lineal, que usando la luz luminiscente de una pantalla en modo reflejado, obtiene perfiles de radiación del plasma en el rango espectral seleccionado por un filtro.

Y los detectores se han empleado en:

- Estudios de los comportamientos cuantitativos de la radiación en diferentes regímenes del plasma.
- Medidas de confinamiento de partículas llevadas a cabo con la técnica de ablación por láser.
- Medidas instantáneas de perfiles globales de radiación.
- Medidas de perfiles de radiación en rangos espectrales bien definidos y con tiempos de integración de decenas de milisegundos, consiguiendo perfiles con resolución espacial y sin presencia de efectos ligados a fluctuaciones del plasma.

Para el caso del YAP:Ce, su espectro se ha obtenido en trabajos previos utilizando fuentes radiactivas [74,75], usando rayos gamma y rayos X [76,77] y protones con energías de algunos MeV [78]. Pero no hay trabajos previos del espectro del YAP:Ce mediante un bombardeo con iones a bajas energías (< 40 keV), como el llevado a cabo en este trabajo.

Otra de las grandes ventajas de trabajar con pantallas luminiscentes fabricadas a partir de materiales luminiscentes granulares es que existe una amplia flexibilidad para escoger el espesor de la pantalla luminiscente según el tipo de aplicación, además de disponer de una gran variedad de materiales y tamaños de granos. Observando la [tabla 2.1](#) podemos justificar la elección de estas pantallas luminiscentes. Por ejemplo, el P46 (160 ns) y TG-Green (540 ns) presentan un tiempo de decaimiento de la luminiscencia rápido y se pueden usar a elevadas temperaturas (150 °C) sin perder sus propiedades luminiscentes. Además, el YAP:Ce, que también soporta las altas temperaturas, tiene un tiempo de respuesta aún menor (27 ns), lo cual es muy relevante para el objetivo de esta tesis. La razón principal de elegir un material tan rápido es el poder observar eventos iónicos individuales, evitando posibles apilamientos en el conteo de iones. Esto se vuelve relevante al querer observar eventos rápidos en el plasma TJ-II que estén relacionados con la población de iones rápidos que escapan del plasma. Los detalles experimentales y los resultados se presentarán en los siguientes Capítulos.

El material es el $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ (P46, también llamado YAG:Ce) fue proporcionado por la firma Phosphor Technology (Nazening, Reino Unido) en forma granular, con un tamaño de grano medio de $6.64\text{ }\mu\text{m}$ y una concentración molar de cerio entre 1% y 2%. Se depositó en el CIEMAT con una densidad superficial de aproximadamente $15.36\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ sobre base de acero. Los centros luminiscentes son los iones Ce^{+3} , distribuidos entre la red principal de $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. El ión Ce^{+3} sustituye al ión Y^{+3} en el lugar de la simetría D2 del dodecaedro constituido por ocho iones O-2 en sus esquinas. La emisión luminiscente surge de transiciones permitidas de los niveles energéticos 5d al 4f de los iones de Ce^{+3} . El espectro de emisión luminiscente es ancho, su máximo se encuentra en 540 nm [73] y su tiempo de vida luminiscente es de 0.16 μs . Este ML fue usado anteriormente para la detección de fotones producidos por la irradiación con VUV y rayos X y en el desarrollo de monitores de radiación de banda estrecha [72]. El material TG-Green ($\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}$) tiene su pico de emisión luminiscente en 530 nm y se está usando como transductor en el detector de iones

rápidos en el ASDEX Upgrade del Max-Planck-Institut für Plasmaphysik [79]. Además, este material luminiscente, junto con el P46, ya ha sido ampliamente estudiado con anterioridad en la referencia [70].

En el material $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ (YAP:Ce), la emisión y el espectro de excitación son debidos a los centros luminiscentes del Ce^{+3} , que corresponden a las transiciones de 4f a 5d. Varias bandas de emisión son causadas por la presencia de diferentes Ce^{+3} de centros no equivalentes [80-82]. La mayoría de los centros Ce^{+3} emiten en luz UV a 370 nm. El YAP:Ce muestra ventajas sobre otros centelladores, en particular: relativamente alta densidad, alto rendimiento luminoso, tiempo de decaimiento corto y bajo *afterglow*. Incluso puede llegar a tener coeficientes de atenuación para rayos gama y rayos X similares a los del germanio, donde la energía media de caracterización por rayos X es baja (alrededor de 15 keV). Esta propiedad del YAP:Ce puede ser muy importante para aplicaciones de imágenes en medicina nuclear [83], donde la energía diseminada es seguida de la absorción fotoeléctrica de rayos gamma a 140 keV, que puede afectar la resolución espacial [84].

En este trabajo, la aplicación que se dará a los materiales luminiscentes será su capacidad para actuar de transductor en detectores de iones. Esta propiedad será utilizada para la detección de iones de alta energía que escapan del plasma del TJ-II. En el siguiente Capítulo se expondrán con más detalle los estudios sobre los materiales luminiscentes, cuyos resultados finales se compararán con los obtenidos con el código SRIM.

Capítulo 3

IONOLUMINISCENCIA DE PANTALLAS PARA PROTONES ENTRE 1 Y 40 keV

En este Capítulo se describe el sistema de laboratorio utilizado para medir la respuesta ionoluminiscente, generada por un haz de iones acelerado de 1 a 40 keV, de la pantalla luminiscente preparada con un material (YAP:Ce) con un tiempo de caída de la luminiscencia de 27 ns. El estudio de su comportamiento tiene como fin su instalación en el detector de iones rápidos del TJ-II. Se compara su respuesta con otros materiales usados en el TJ-II, como el P-46 y el TG-Green, y se describe el procedimiento de análisis de datos así como la calibración absoluta de su respuesta ionoluminiscente.

3.1. CARACTERIZACIÓN DE PANTALLAS LUMINISCENTES, USANDO UN HAZ DE IONES CON ENERGÍAS DE 1 keV HASTA 40 keV

Se caracterizaron pantallas luminiscentes con el fin de ser usadas como transductores en detectores de iones en dispositivos de fusión: su caracterización permite elegir la pantalla más adecuada para esta tarea, así como una correcta interpretación de las medidas del detector. La caracterización se realizó con un sistema experimental específicamente construido para este fin, desarrollado en el Laboratorio Nacional de Fusión, donde las pantallas luminiscentes pueden ser irradiadas con un haz de iones acelerados a energías de hasta 60 keV, estudiándose las eficiencias de las pantallas en función de la energía del haz iónico. Finalmente, los resultados experimentales se compararon con el modelo teórico, explicado en el [Capítulo 2](#), desarrollado para predecir la respuesta ionoluminiscente con un modelo basado en el poder de frenado de iones en la materia por colisiones binarias. Es necesario mencionar que el TJ-II cuenta

ya con un detector de iones rápidos desde la campaña 2007, en el cual se utilizó el material luminiscente TG-Green, cuya caracterización detallada puede verse en [70]. En este trabajo se ha caracterizado un material luminiscente con una respuesta 50 veces más que el anterior, el YAP:Ce, cuyo comportamiento ionoluminiscente se comparará con el TG-Green ($\text{SrGa}_2\text{S}_4\text{:Eu}$) y el P46 (YAG:Ce).

Uno de los objetivos finales que se persigue en este trabajo es actualizar el detector de iones rápidos (DIR), que se ha venido usando en el TJ-II, basado en la ionoluminiscencia [31,85-87]. Para este propósito, los materiales luminiscentes (ML) granulares son usados como transductores, debido a su mejor respuesta ionoluminiscente, en este rango de energías, que los centelleadores cristalinos o cerámicos. Los resultados aquí presentados son igualmente relevantes para dispositivos de fusión de gran tamaño como JET[88] e ITER[89], ya que permitirán desarrollar diagnósticos para el estudio de los iones termalizados y supratérmicos, con energías inferiores a 60 keV. Los mismos principios y análisis que aquí se mencionarán pueden ser llevados a cabo a energías más altas (MeV) [79].

Se debe mencionar que otra de las motivaciones para llevar a cabo estas medidas experimentales es el vacío bibliográfico encontrado en dicho rango energético (bajas energías). La falta de conocimiento de la respuesta frente a iones de baja energía de estos materiales, empleados en los detectores de iones rápidos de prácticamente la totalidad de los dispositivos de fusión, obliga a que sean usados en aplicaciones de medidas comparativas o relativas pero nunca absolutas, como puede ser la correlación de iones NBI que escapan del plasma con la actividad magnetohidrodinámica (MHD) [90,91], ya que no se puede relacionar el número de fotones producidos por la pantalla luminiscente con el número de iones que impactan en la muestra, y por lo tanto estimar su función de distribución. Por lo que el conocimiento de la respuesta de materiales luminiscentes con la energía de los iones abre nuevas aplicaciones de este tipo de detectores.

El ión que se eligió para irradiar las pantallas luminiscentes fue el H^+ , porque el TJ-II opera con plasmas de hidrógeno mayoritariamente y la fuente del haz de iones ha sido optimizada para operar con este gas. En particular, como se mostrará en Capítulos posteriores, el DIR no es capaz de distinguir directamente entre un tipo de ion u otro que impacte en el ML, de ahí la importancia del diseño geométrico del mismo. Además, se determinó la luminosidad absoluta de los materiales P46, TG-Green y el YAP:Ce, en función de la energía [92-95]. El montaje experimental y el análisis de datos realizado

se describirán a continuación, además de los resultados cuantitativos usados para estimar la eficiencia absoluta.

3.2. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL PARA ESTUDIAR LA IONOLUMINISCENCIA

Las medidas de ionoluminiscencia (IL) aquí presentadas se realizaron en el laboratorio de óptica, materiales luminiscentes y espectroscopia del Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético en las instalaciones del CIEMAT (Madrid). En la [figura 3.1](#) se muestra el montaje experimental para llevar a cabo las medidas de la IL con iones de baja energía, y en la [figura 3.2](#), una foto del mismo. El sistema está constituido básicamente por los siguientes componentes: 1) una fuente de iones, con controlador, fuente de alimentación y sistema de vacío; 2) una cámara de vacío de seis brazos, donde se colocan las muestras para su irradiación; 3) espectrómetro para la detección de la luz emitida por los ML; 4) una lámpara de mercurio, junto con un filtro, para excitar la fotoluminiscencia de los ML.

El *haz de iones* con que se irradian las muestras está generado por medio de una fuente de iones comercial (modelo MPS-3000 FC de Ion Tech, EE. UU.). La fuente está optimizada para trabajar con gas argón, pero se logró operar también con gas de hidrógeno, para lo que fue necesario modificar los parámetros de control y reajustar el flujo de gas inyectado en la fuente de iones. El gas se introduce en la cabeza de la fuente de iones mediante una válvula micrométrica de paso fino donde está situado el cátodo de tungsteno; el gas se ioniza al aplicar una tensión de aceleración a los electrones que fueron generados por emisión termoiónica en el filamento al pasar por él una corriente. Los iones así generados van a través de un ánodo cilíndrico hueco que los acelera, atravesando posteriormente una serie de rejillas a las que se aplican las tensiones adecuadas para acelerar los iones. Además, la fuente cuenta con un filamento neutralizador que emite electrones para facilitar la propagación lineal de los iones; estos electrones serán repelidos en la fase final de aceleración por medio del voltaje al que está sometido la cámara de muestras. La vida útil del filamento de tungsteno es de unas 30 horas dependiendo de las condiciones de operación. Los parámetros típicos de la operación vienen marcados por los valores de la corriente nominal de aceleración de 1 mA y de la corriente nominal del haz de entre aproximadamente 20 mA y 30 mA. Estos valores son muy sensibles a las variaciones de presión y de la corriente del filamento.

Capítulo 3. Ionoluminiscencia de pantallas

Para conseguir un buen control en la creación de haces iónicos, antes de realizar las medidas es necesario acondicionar la cámara de vacío y la fuente de iones durante varias horas. La presión de vacío en el sistema es otro factor importante a tener en cuenta, siendo necesaria una presión base menor que 10^{-8} mbar (10^{-6} Pa) y una presión típica de trabajo, cuando se inyecta el gas, de alrededor de 4.4×10^{-4} mbar (4.4×10^{-2} Pa).

Figura 3.1. *Esquema del montaje experimental para estudiar la IL con iones de baja energía. La irradiación con haces de iones se muestra en azul y con UV, en rojo. El espectro de luminiscencia de la muestra, entre 200 nm y 900 nm, se registra con un espectrómetro.*

El haz de iones pasa por un carrete cerámico aislante con colimadores o diafragmas cilíndricos de acero (de 10 mm de diámetro, colocados a la entrada y a la salida del carrete), de tal manera que el colimador de entrada está a tierra y el de salida a la tensión de aceleración final de la cámara de muestras, consiguiendo uniformizar el campo en la zona de aceleración. La energía de los iones que irradian la muestra se varía polarizando la cámara (cruz de seis brazos modelo, CX5-63 de Caburn-MDC, Reino Unido) donde se colocan las muestras. Este voltaje de aceleración en la fase final (V_B) de los iones se aplica usando una fuente de alto voltaje estabilizada modelo FX60P5 (de la firma Glassman High Voltage, EE.UU.) y doble polaridad, con una corriente nominal de 5 mA (energía almacenada 3.5 J). Este voltaje es capaz de proporcionar un intervalo de energía de los iones entre 0 keV y 60 keV. De este modo, se consiguen haces iónicos con densidades de corriente superiores a 5.17×10^{-7} A·cm⁻² y flujos que inciden sobre la muestra superiores a 5.17×10^{12} cm⁻²·s⁻¹.

Cuando se aceleran los haces de iones con energías mayores que 10 keV, aparecen arcos voltaicos entre la superficie del material y el soporte metálico, ya que los ML de las muestras son malos conductores y se genera un aumento de las cargas superficiales producidas por la irradiación [96]. La solución que se empleó para resolver este problema es alojar una malla de níquel, con una transparencia del 80% y un diámetro de hilo de 0.25 mm, sobre la superficie de la pantalla y en contacto con el soporte, evitando dañar la superficie de la muestra.

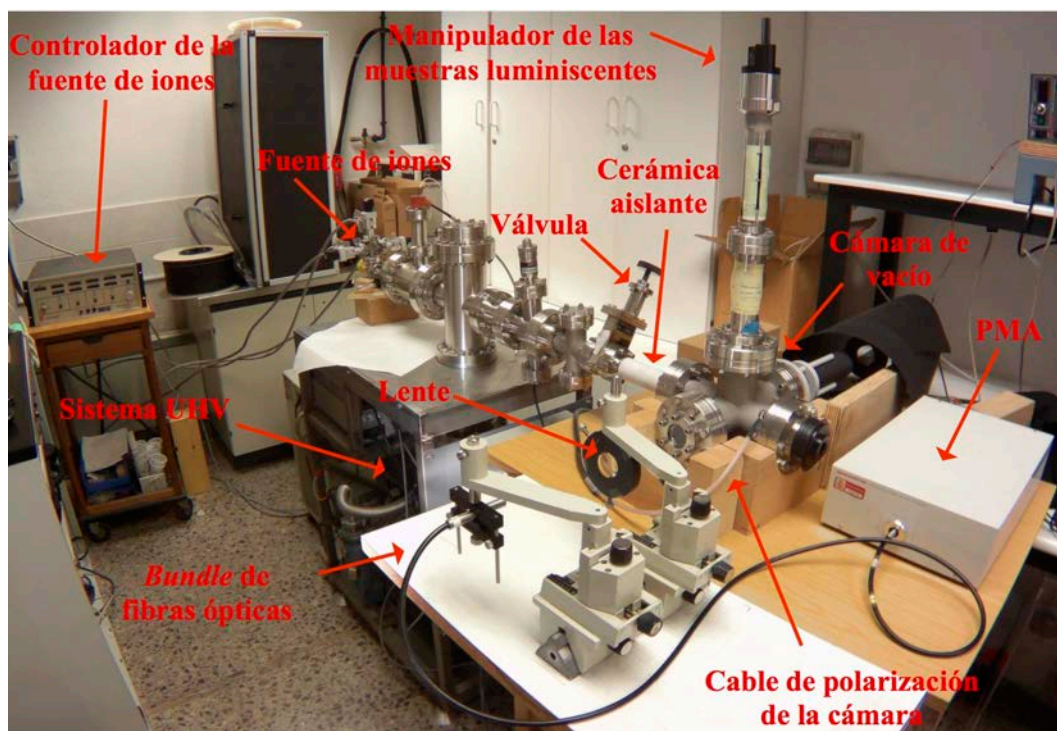


Figura 3.2. Fotografía de la instalación para medir la ionoluminiscencia en el laboratorio del CIEMAT.

En el interior de la cámara de muestras es posible alojar hasta seis pantallas luminiscentes en el extremo de un manipulador de ultra alto vacío modelo VF-180-3 (de Huntington, EE. UU.) que permite ajustar el desplazamiento vertical y la orientación angular de la muestra que se desea estudiar. Durante el cambio de muestras, la cámara se aísla mediante una válvula manual para que el resto del sistema mantenga el vacío; la cámara de muestras se evacúa posteriormente con un sistema de vacío auxiliar una vez cambiadas las muestras. Para minimizar las reflexiones internas, se aplicó un recubrimiento de grafito coloidal (Aquadag 18% de Acheson, Reino Unido) en las

paredes de la cámara vacío.

El **sistema de ultra alto vacío** usado para todo el conjunto está compuesto por una bomba rotatoria refrigerada por aceite (modelo Trivac B) conectada a un medidor de presión del tipo Pirani y una bomba turbo-molecular refrigerada por agua de la firma Leybold (modelo PT360, Alemania) con una capacidad de bombeo de 150 litros/hora. Cuando se introduce el gas, la presión debe permanecer a un valor constante de 4.4×10^{-4} mbar (4.4×10^{-2} Pa) para operar con hidrógeno. Se requiere una bomba turbomolecular de alta capacidad de bombeo, ya que tanto los parámetros de la fuente de iones como la corriente del filamento del cátodo, la corriente y el voltaje de descarga, la corriente de aceleración y del haz entre otras, son muy sensibles a la variación de presión, y se puede bloquear la operación de la fuente al saltar la protección contra subidas bruscas de estos parámetros.

El **sistema de detección** de la luminiscencia es un analizador multicanal fotónico PMA (modelo PMA 12 / C10027-01, Hamamatsu, Japón), consistente en un espectrómetro compacto de red con un rango espectral de 200-900 nm y un sensor CCD refrigerado, que recoge el espectro luminiscente por medio de un haz de fibras. Con este sistema se reduce el tiempo de irradiación necesario para medir el espectro luminiscente de las muestras considerablemente al poderse realizar las medidas “instantáneamente”, reduciendo los efectos temporales que puedan existir entre dos medidas consecutivas.

El sistema experimental cuenta con la posibilidad de irradiar la muestra, además de con haces de iones, con luz ultravioleta de 253.6 nm procedente de una lámpara de mercurio de emisión continua. Las muestras usadas también se excitan con radiación UV (fotoluminiscencia) [97]. Para operar en modo de fotoluminiscencia, solamente hay que seleccionar con el manipulador la orientación apropiada de la pantalla, ver [figura. 3.1](#). De la luz emitida por la lámpara, el filtro interferencial sólo deja pasar la línea ultravioleta más intensa de la misma en 253 nm con una anchura a media altura (*Full Width at Half Maximum*) de FWHM = 10 nm y una transmisión del 25%. El uso del filtro es esencial para optimizar la relación señal-ruido de la medida de fotoluminiscencia, puesto que impide el paso de otras líneas emitidas por la lámpara que se reflejarían en la pantalla y podrían contaminar la medida espectral. La lámpara y fuente de alimentación empleadas son el modelo 6061 de la firma Oriel (EE. UU.). El uso de una lámpara de mercurio para excitar la luminiscencia presenta una serie de ventajas añadidas al propio experimento de ionoluminiscencia. Así se puede efectuar el alineamiento óptico del experimento sin bombardear la muestra con iones, optimizando

el alineamiento y la sensibilidad de la medida y también, se puede comprobar el espectro de luminiscencia de las muestras luminiscentes. En la [figura 3.3](#) se muestran los espectros de fotoluminiscencia (FL) de los diferentes ML, obteniendo información de FWHM para cada uno de ellos: para P46 – FWHM = 13.4 nm; para TG-Green – FWHM = 9.3 nm y para YAP:Ce – FWHM = 9.5 nm.

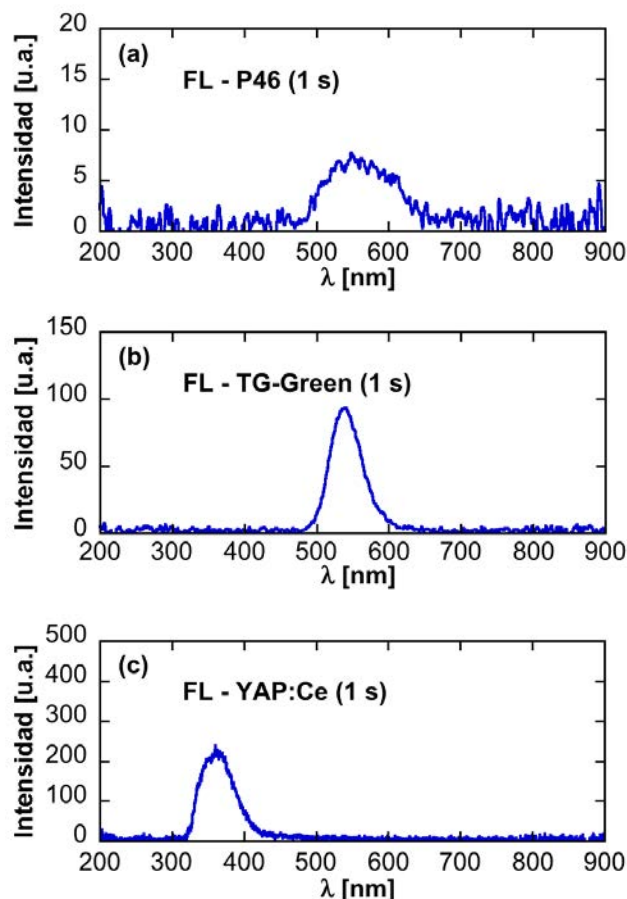


Figura 3.3. Espectro fotoluminiscente (FL) de las pantallas, excitadas con una lámpara de mercurio que emite en 253.6 nm, registrado con el PMA con 1 segundo de exposición: (a) P46, (b) TG-Green, (c) YAP:Ce. Los máximos de emisión de cada ML son: P46 - 540 nm, TG-Green - 530 nm, y YAP:Ce - 370 nm.

Es necesario tener en cuenta las luces parásitas, que afectan a la señal que registra el analizador multicanal fotónico, para reducirlas al máximo y así optimizar la relación señal/ruido de la medida. Las contribuciones al fondo de luz son la emisión de luz del filamento de la fuente iones que alcanza la pantalla luminiscente, reflejándose en la superficie del ML y difundiéndose finalmente sobre el sistema; y las líneas débiles de emisión del haz de iones. La reducción del fondo es un asunto crítico cuando se está

midiendo en el intervalo de baja energía, donde el nivel de señal luminiscente es baja y a veces comparable el nivel de fondo. Sin embargo, trabajando con un espectrómetro se detecta únicamente un desplazamiento fijo de (*offset*) en las señales, que es fácil de determinar y corregir.

3.3. ANÁLISIS DE DATOS DE IONOLUMINISCENCIA

Fueron necesarios numerosos pasos para obtener los valores absolutos de la IL de las diferentes pantallas luminiscentes a partir de los datos brutos medidos. A continuación resumimos los pasos más relevantes.

El primer paso es determinar la densidad de corriente iónica, es decir el flujo incidente en la muestra. El número total de fotones emitidos de la pantalla se calculó teniendo en cuenta la geometría de colección de luz. La geometría de observación (representada en al [figura 3.1](#)) viene finalmente determinada por la superficie de la lente interpuesta entre los ML y el analizador multicanal fotónico, y la suposición de que la intensidad de la pantalla emite según la ley $\cos^2(\theta_p)$ [98], donde θ_p es el ángulo entre la normal del plano de emisión y un punto de observación. El segundo paso será determinar el flujo de fotones que llegan al detector, determinado por el tiempo de integración de la señal luminosa, usando las curvas de sensibilidad suministradas por el fabricante. Se deben considerar las pérdidas debidas a la transmisión de la ventana de vacío y la lente de enfoque. Finalmente, se debe seleccionar la parte del espectro luminiscente donde se encuentra la emisión de cada ML.

Flujo de iones. El flujo incidente en la muestra, determinado por la densidad de corriente iónica, fue medido en un trabajo previo [70] donde el cálculo del flujo del haz de iones incidente viene determinado por el tipo de ión y su energía, variable según el valor de la polarización V_{F3} ([figura 3.1](#)). Debido a que en las medidas de la IL a baja energía la superficie de irradiación es siempre la misma, fijada por los colimadores alojados en la cerámica, hablamos de densidad de corriente expresada en número de iones por segundo, además de suponer mono energética la población de iones.

Así pues, el número de iones por segundo (densidad de corriente) incidentes en la muestra (Γ , en unidades de (# de iones)·s⁻¹·cm⁻²) para las medidas realizadas en el laboratorio se obtendrá de la siguiente ecuación:

$$\Gamma = \frac{I_{ML}}{A_{ML} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \quad (3.1)$$

siendo A_{ML} (cm^2) el área efectiva del haz que impacta en el ML, I_{ML} (A) es la corriente del haz en el ML y 1.6×10^{-19} (C) es la carga del electrón. En la [figura 3.4](#) se representa la relación entre la densidad de corriente real que llega al ML y la corriente nominal que proporciona la fuente de iones.

Figura 3.4. *Relación entre densidad de corriente proporcionada por la fuente de iones ($I_{nominal}$) y la densidad de corriente real en la cámara de muestras (I_{ML}). Se puede observar que hay un comportamiento lineal de la señal IL con la corriente del haz, a partir de $I_{nominal} = 10 \text{ mA}$ [\[70\]](#).*

Estas medidas se hicieron con el gas Ar, que es el que usa el fabricante para calibrar la fuente de iones. Conociendo la medida de la corriente del haz en la cámara con gas Ar y sabiendo la relación entre medidas de la corriente en el selector, con diferentes gases, es posible calcular la corriente que llega a la muestra para cada tipo de ión (donde los gases disponibles en el laboratorio son de H, He y Ar). Así una corriente de Ar medida en la muestra de 6.5×10^{-7} A se corresponde con una corriente nominal ($I_{nominal}$) en la fuente de iones de 20 mA. De modo que la relación entre corrientes de H y He medidas en el selector es de $\text{Ar/He} = 4.193$ y entre $\text{Ar/H} = 1.268$. Por otro lado la corriente que llega a la cámara para He es de 1.55×10^{-7} A y para H es de 5.13×10^{-7} A.

Respuesta ionoluminiscente (datos sin procesar). La respuesta ionoluminiscente dependerá de la masa de la partícula, del número atómico (Z) y de la energía del ión. En las medidas con el detector en el plasma TJ-II consideraremos que únicamente impactan iones de una única masa y número atómico, y más en particular trabajando únicamente con protones por lo que este término será únicamente función de la energía del ión. El

primer paso que se efectuó para la medida de la respuesta de ionoluminiscencia en el laboratorio fue medir el espectro de fotoluminiscencia de la muestra, usando la lámpara de Hg (ver [figura 3.3](#)). Posteriormente, los resultados obtenidos se compararon con el espectro típico de cada material [\[53,71,74\]](#) suministrado por el fabricante, demostrándose que el espectro típico de las muestras utilizadas y los resultados obtenidos en el CIEMAT son similares. Los máximos de intensidad de los materiales luminiscentes estudiados con nuestro sistema experimental para los materiales P46, TG-Green y YAP:Ce se obtienen a longitudes de onda de 540 nm, 530 nm y 370 nm, respectivamente.

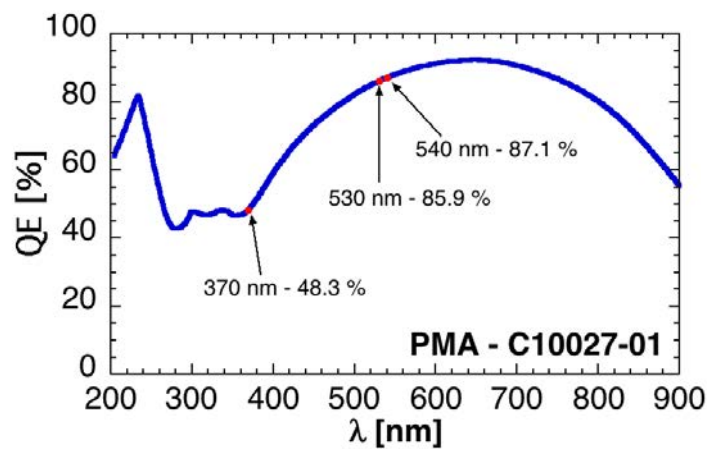


Figura 3.5. Curva de eficiencia cuántica (QE) del espectrómetro Hamamatsu (C10027-01) representada en función de la longitud de onda, λ , con una precisión de ± 0.75 nm y una resolución < 2 nm

Figura 3.6. Esquema de los diferentes conos de luz, que puede observar la lente.

Respuesta del sistema multicanal fotónico. La eficiencia cuántica de este sistema (QE) entre 200 nm a 900 nm, proporcionada por el fabricante, se muestra en la [figura 3.5](#).

Transmisión de las componentes ópticas. La transmisión óptica del sistema viene determinada por el número de sus componentes ópticas. El sistema que se usó, ver [figura 3.1](#), consta de una ventana de cuarzo, una lente y el “*bundle*” de fibras que conduce la luminiscencia a la rendija de entrada del sistema. Cada uno de los dos primeros componentes tiene una transmisión de 0.96 en todo el rango de longitudes de onda en que emiten los ML. Entonces la transmisión total es de $T_0 = 0.88$ para todos ellos. La transmisión del “*bundle*” de fibras está incluida en la respuesta del PMA.

Ángulo sólido. La geometría de colección de luz (ver [figura 3.1](#)) está determinada por el área de la lente que está interpuesta entre el material luminiscente y la fibra óptica y la distancia de la lente al material luminiscente. Se ajustó el área que observaba la lente para que coincidiera con el área de incidencia del haz de iones (10 mm de diámetro). La distancias involucradas son: entre el material luminiscente y la lente, 280 mm; y entre la lente y la fibra óptica, 200 mm, la cual coincide con la distancia focal de la lente.

Figura 3.7. (a) Esquema de una semiesfera que cubre toda la emisión de luz del material luminiscente, y la porción (S_1) de la semiesfera que la lente es capaz de medir. **(b)** Se muestran los conos de emisión de luz para cada ángulo: I_1 es el cono de emisión de luz con un ángulo de $45^\circ - \theta_1$; I_2 es el cono de emisión de luz con un ángulo de $45^\circ + \theta_1$. Se muestra la posición de la lente relativa a la emisión de la pantalla luminiscente.

Ahora bien, es necesario mencionar algunas aproximaciones que se hacen para calcular la intensidad de luz recogida por la lente. Como se mencionó previamente, la

Capítulo 3. Ionoluminiscencia de pantallas

pantalla se encuentra a 45° de inclinación con respecto al haz de iones incidente y la línea de visión compuesta por la lente y la fibra óptica. Es decir, que el ángulo sólido que se genere entre la pantalla y la lente dependerá desde qué punto de la pantalla se emita la luz. En la [figura 3.6](#) se muestra un esquema (donde las dimensiones del esquema no corresponden a la realidad) de los diferentes ángulos que se pueden formar. Donde d_1 es la distancia desde el centro de la pantalla luminiscente a la lente; d_2 es la diferencia de distancia entre el punto de emisión de luz y el centro de la pantalla a la lente; y d_3 es la distancia desde el centro de la pantalla luminiscente al punto de emisión de luz. Entonces, la distancia mínima y máxima de los puntos de emisión de luz son, considerando la geometría antes mencionada: $d_{1-\max} = d_1 + d_{2-\max} = 280 \text{ mm} + 0.35 \text{ mm} = 280.35 \text{ mm}$; $d_{1-\min} = d_1 + d_{2-\min} = 280 \text{ mm} - 0.35 \text{ mm} = 279.65 \text{ mm}$.

Aquí se está omitiendo la componente angular sobre la pantalla luminiscente, ya que al estar a 45° se pierde la simetría cilíndrica, sin embargo cualquier otro punto de emisión de luz estará entre las distancias antes calculadas. Cada punto de emisión generará un cono de emisión de luz que será observado por la lente, al cual le corresponde un ángulo de: $\theta_{2-\max} = 2.555^\circ$ y $\theta_{2-\min} = 2.562^\circ$, que corresponde a la distancia máxima y mínima, respectivamente. Comparando estos ángulos con el ángulo que se genera desde el centro de la pantalla (donde $d_2 = 0$), $\theta_1 = 2.558^\circ$, el error es del 0.11 % para la distancia máxima y de 0.16 % desde la distancia mínima. Este error es pequeño, e incluso está por debajo de los errores instrumentales, lo que implica que no se distinguirá entre la distancia máxima o mínima. Por esta razón, se considerarán todos los puntos de emisión de luz de la pantalla luminiscente con el mismo ángulo sólido, lo cual nos permite tener una simetría cilíndrica y facilita los cálculos de la intensidad de la luz medida.

Tomando en cuenta la geometría del sistema, podemos imaginar una semiesfera que contendrá toda la emisión de luz con origen en el centro del material luminiscente y de radio d_5 , donde este radio es la distancia entre el centro de la pantalla luminiscente y uno de los bordes de la lente. En la [figura 3.7 \(a\)](#) se muestra un esquema (donde las dimensiones no corresponden a la realidad) de la semiesfera: donde d_5 es el radio de la semiesfera; d_6 es el radio de la lente; d_1 es la distancia del centro de la pantalla luminiscente al centro de la lente; $d_4 = d_5 - d_1$; θ_1 es el ángulo entre la normal de la pantalla luminiscente y el “vector” d_5 , cuyo valor es de $\theta_1 = 2.558^\circ$; y S_1 corresponde a la porción del área de la semiesfera que la lente es capaz de ver. Por otro lado, el área

que correspondería a S_1 está determinado por la geometría de la lente, la cual se puede escribir como: $2\pi d_5 d_4 = 2\pi d_5 (d_5 - d_1) = 2\pi (d_1^2 + d_6^2)^{1/2} ((d_1^2 + d_6^2)^{1/2} - d_1)$. Por lo tanto, la porción de área (A_1) de la semiesfera que la lente es capaz de ver es la razón entre el área de S_1 y el área de la semiesfera, ver ecuación (3.2), donde el ángulo sólido correspondiente para la semiesfera es de $\Omega_{\text{semiesfera}} = 2\pi$ sr, mientras que para S_1 es $\Omega_{S_1} = 2\pi A_1 \text{ sr} = 2\pi (9.95 \times 10^{-4}) \text{ sr}$.

$$A_1 = \frac{2\pi \sqrt{d_1^2 + d_6^2} (\sqrt{d_1^2 + d_6^2} - d_1)}{2\pi (d_1^2 + d_6^2)} = \frac{(\sqrt{d_1^2 + d_6^2} - d_1)}{\sqrt{d_1^2 + d_6^2}} = 9.95 \times 10^{-4} \quad (3.2)$$

La intensidad luminosa emitida por la pantalla luminiscente se puede describir mediante la ecuación (3.3) [98]:

$$I(\theta) = I_0 \cos^2(\theta) d\Omega dA \quad (3.3)$$

donde I es la intensidad luminosa observada ($\# \text{fotones} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}$) de todo el material luminiscente a un ángulo θ y un ángulo sólido Ω , dA es el área de apertura de observación (igual al área de la lente, $A_L = \pi (1.25 \text{ cm})^2$), el ángulo θ se mide desde la normal de la pantalla luminiscente, e I_0 es la intensidad luminosa de toda la pantalla luminiscente ($\# \text{fotones} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$). El área del ML, donde impacta el haz de iones, es $A_{ML} = \pi (0.5 \text{ cm})^2$.

Consecuentemente, la intensidad emitida por la pantalla luminiscente viene dada por la integral de la ecuación (3.3), en donde al utilizar la simetría cilíndrica sólo se tiene que integrar sobre el ángulo θ . Esta última integral estará restringida a los ángulos en donde se encuentra la lente, que son desde $\theta_{\text{inicial}} = 45^\circ - \theta_1$ hasta $\theta_{\text{final}} = 45^\circ + \theta_1$. El resultado dará la luminosidad que se encuentra entre dos conos de emisión de luz; en la figura 3.7 (b) se ilustran estos dos conos de emisión y se muestra dónde se encuentra la lente. La ecuación (3.4) da el valor de la intensidad de luz que la lente colecta de la pantalla luminiscente.

$$I = \Omega_{S_1} \cdot A_L \cdot I_0 \cdot \int_{\theta_{\text{inicial}}}^{\theta_{\text{final}}} \cos^2(\theta) d\theta = I_0 \cdot (1.37 \times 10^{-3}) \quad (3.4)$$

donde I_0 es la intensidad total emitida por el ML, en unidades de $\# \text{fotones} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^2$.

Luminosidad absoluta. El número de fotones emitidos (entre los ángulos θ_{inicial} y θ_{final}) por el haz de iones que impacta el material luminiscente estará dado por I_0 por el área del ML:

$$I'_0 = \frac{I \cdot A_{ML}}{(1.38 \times 10^{-3})} = \frac{A_{ML}}{(1.38 \times 10^{-3}) \cdot T_0} \cdot \int_{\lambda_{\text{inicial}}}^{\lambda_{\text{final}}} \frac{I_s(\lambda)}{QE(\lambda)} d\lambda \quad (3.5)$$

donde I_0' es la intensidad total ($\#fotones \cdot s^{-1}$) que se encuentra en la línea de visión del espectrómetro, $I_S(\lambda)$ es la intensidad que mide el espectrómetro, $QE(\lambda)$ es la eficiencia cuántica del espectrómetro, T_0 es la transmisión total debido a los componentes ópticos, y las longitudes de onda ($\lambda_{inicial}$ y λ_{final}) para la integral se ajustan dependiendo del espectro de cada uno de los materiales luminiscentes. Esta I_0' de la ecuación (3.5) únicamente correspondería a la luminiscencia total emitida por la pantalla luminiscente dentro de los ángulos $\theta_{inicial}$ y θ_{final} y dentro del ángulo sólido que colecta la lente. Para saber el número total de fotones emitidos se tiene que calcular la razón de la integral para toda la emisión de luz posible, es decir cuando θ toma valores de 0 a $\pi/2$, y la integral entre los ángulos que se encuentra la línea de visión de la lente. Para mantener la proporcionalidad se tiene que multiplicar cada integral por el ángulo sólido correspondiente que entonces para la emisión total es $\Omega_{semiesfera} = 2\pi$ sr, mientras que para la lente es $\Omega_{S1} = 2\pi(9.95 \times 10^{-4})$ sr, y de esta manera queda la ecuación (3.6) como la emisión total de $\#fotones \cdot s^{-1}$:

$$I_{0-total} = I'_0 \cdot \frac{\Omega_{semiesfera} \cdot \int_0^{\pi/2} \cos^2(\theta) d\theta}{\Omega_{S1} \cdot \int_{\theta_{inicial}}^{\theta_{final}} \cos^2(\theta) d\theta} = 17680 \cdot I'_0 \quad (3.6)$$

donde I_0 es la intensidad total emitida ($\#fotones \cdot s^{-1}$).

3.4. EMISIÓN DE FOTONES DE LOS ML: P46, TG-Green y YAP:Ce

Utilizando la ecuación (3.6) es posible determinar el número de fotones por ión incidente en los ML. Para esto se utiliza el sistema descrito en la figura 3.1. El experimento consiste en mantener una corriente nominal constante de 10 mA en la fuente de iones; e ir variando los voltajes de aceleración en pasos de 5 keV, hasta 40 keV; mientras que el espectrómetro se opera en modo de adquisición continua, donde cada adquisición tiene un tiempo de apertura de 500 ms y no mayor para no saturar el CCD del espectrómetro. El barrido se hace de forma escalonada, es decir, que hay un periodo de tiempo donde el haz de iones tiene una aceleración de 0 keV y un periodo donde el haz de iones esta acelerado a diferentes energías. En la figura 3.8 se presentan los resultados del barrido de la energía del haz de iones en el tiempo sobre los materiales luminiscentes en la longitud de onda donde cada ML tiene su emisión máxima. La forma que tienen los espectros en el barrido se discutirá más adelante en este Capítulo, por el momento nos limitamos a tomar los espectros a cada energía del

haz de iones. Para cada energía de aceleración del haz de iones y cada ML, se toma el espectro de emisión en el máximo de intensidad para hacer el cálculo del número de fotones emitidos por ión incidente en el ML. En la [figura 3.9](#) se muestran los espectros de los diferentes ML estudiados.

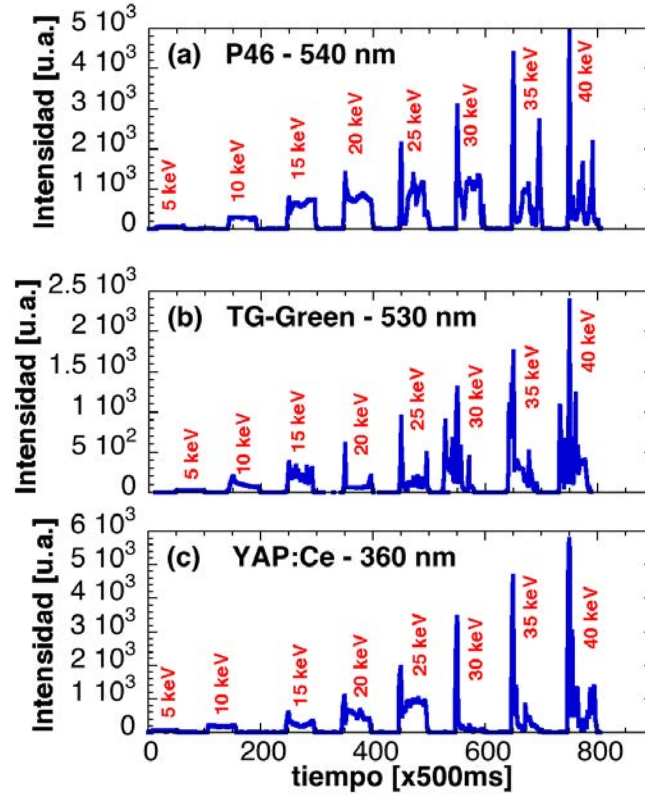


Figura 3.8. Evolución del barrido (de forma escalonada en el tiempo) de la energía del haz de iones (H^+) sobre los materiales luminiscentes (a) P46, (b) TG-Green y (c) YAP:Ce. El tiempo de apertura del espectrómetro es de 500 ms. El barrido se hace de forma escalonada, donde el voltaje de aceleración del haz de iones se mantiene aproximadamente un minuto, después se mantiene apagado el voltaje de aceleración (0 keV) aproximadamente un minuto.

A partir de estos espectros (ver [figura 3.3](#)), es posible calcular el número de fotones que emite cada material (ver [figura 3.10 \(a\)](#)), donde se consideraron los siguientes intervalos de longitudes de onda: para P46 el intervalo de integración es $\lambda_{\text{inicial}} = 350 \text{ nm} - \lambda_{\text{final}} = 850 \text{ nm}$; para TG-Green el intervalo de integración es $\lambda_{\text{inicial}} = 450 \text{ nm} - \lambda_{\text{final}} = 650 \text{ nm}$; para YAP:Ce el intervalo de integración es $\lambda_{\text{inicial}} = 250 \text{ nm} - \lambda_{\text{final}} = 500 \text{ nm}$. Es necesario mencionar que se detectó una segunda emisión para el YAP:Ce cuando el haz de iones es más energético, como se observa en la [figura 3.9 \(d\)](#),

lo que se discutirá con más detalle en el apartado 3.5. Se puede calcular la contribución a la emisión de fotones de esta segunda emisión considerando el intervalo de integración de $\lambda_{\text{inicial}} = 500 \text{ nm} - \lambda_{\text{final}} = 800 \text{ nm}$.

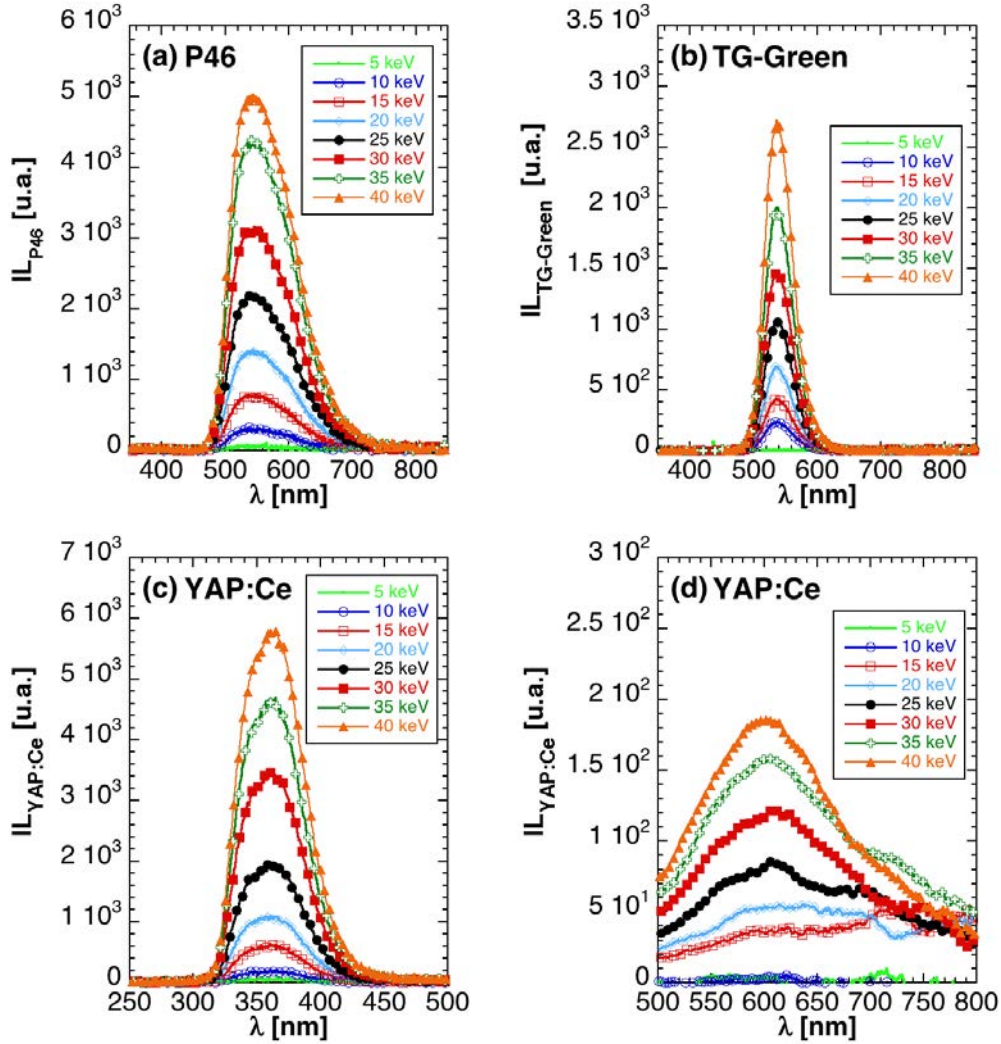


Figura 3.9. Espectros de ionoluminiscencia (IL) de los materiales luminiscentes con diferentes energías del haz de iones (H^+): (a) P46, (b) TG-Green, (c) YAP:Ce y (d) Segunda línea de emisión del YAP:Ce.

Por otro lado, normalizando la corriente del haz de iones, para cada aceleración, se puede conocer el número de iones por segundo que llega a los ML. Utilizando la ecuación 3.1 se obtiene el resultado de $\Gamma_0 = 3.17 \times 10^{12} \text{ iones} \cdot \text{s}^{-1}$, donde se consideraron los valores: $I_{\text{ML}} = 5.07 \times 10^{-7} \text{ A}$ para un haz de iones de H^+ , $I_{\text{nominal}} = 10 \text{ mA}$, un área del haz incidente de $\pi(0.5 \text{ cm})^2$. Además, si se quiere comparar el número de fotones emitidos por segundo y el número de iones incidentes en los ML se tiene que tener en

cuenta la eficiencia de cada ML para emitir luz, donde la eficiencia para P46 es 5 %, para TG-Green es 5% y para YAP:Ce es 1.5 % [99,100].

En la [figura 3.10 \(b\)](#) se muestra el número total de fotones emitidos por cada ión. Estos resultados se pueden extrapolar para saber el número total de fotones emitidos por MeV, lo que es un dato que se suele manejar comúnmente en artículos relacionados con el tema. Para obtener la eficiencia en fotones por MeV, se obtuvo la pendiente resultante del ajuste de cada material de la [figura 3.10 \(b\)](#) expresada en fotones por ión incidente. La importancia de estos datos para el detector de iones rápidos del TJ-II se puede extrapolar para aplicaciones similares en otros dispositivos de fusión. Los resultados son: para el P46 es 3.73×10^3 fotón/MeV (con unos errores de +0.3% y -0.2%); para el TG-Green es 8.66×10^2 fotón /MeV (con unos errores de +0.3% y -0.2%); para la emisión más intensa del YAP:Ce es 1.29×10^4 fotón /MeV (con unos errores de +0.3% y -0.2%); para la segunda emisión del YAP:Ce es 5.38×10^2 fotón /MeV (con unos errores de +0.4% y -0.2%). Comparando los resultados anteriores con algunos publicados tenemos que para el YAP:Ce en la emisión más intensa se tiene una emisión de 1.8×10^4 fotón /MeV [95]. Aquí se puede decir que nuestros resultados se encuentran dentro del orden de magnitud esperado de los materiales luminiscentes. Lo más destacado de la [figura 3.10 \(b\)](#) es la buena respuesta de la pantalla de YAP:Ce, seguida de la del P46 y por último la del TG-Green, que es usada en el detector de iones rápidos del grupo del AUG [92].

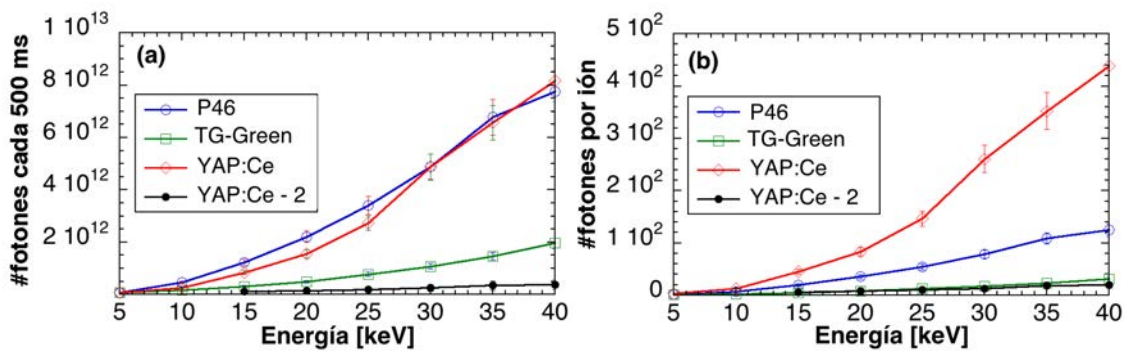


Figura 3.10. (a) Número total de fotones emitidos en un tiempo de 500 ms por los diferentes ML. (b) Número total de fotones por ión que incide en el ML. Donde YAP:Ce - 2, corresponde a la segunda emisión de este ML.

3.5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los resultados aquí presentados proporcionan la justificación del porqué se ha decidido usar una pantalla luminiscente YAP:Ce para el detector de iones rápidos del TJ-II que sustituya la de TG-Green. Las pantallas luminiscentes han sido estudiadas en función de la energía de los iones H^+ . Estos estudios contribuyen al entendimiento de los diferentes efectos individuales y combinados que influyen en la respuesta de estos materiales para las aplicaciones de interés para este trabajo. Uno de los mayores problemas de las pantallas luminiscentes granulares operando bajo haces de iones fuertemente acelerados (keV y MeV) es el daño por irradiación a lo largo del tiempo [70,101].

Estos *efectos temporales* se ilustran en la [figura. 3.8](#), donde la respuesta ionoluminiscente de los ML se muestra frente al tiempo para un barrido de la energía del haz iónico en forma de escalones, donde los diferentes valores de la energía están separados por cortos periodos sin voltaje de aceleración, aproximadamente 1 minuto entre cada voltaje de aceleración y 1 minuto aplicando el voltaje de aceleración. Se observa que a partir de energías mayores de 15 keV la respuesta de los materiales aquí estudiados exhibe un comportamiento transitorio durante la parte de la excitación. En la [figura 3.11](#) se muestra el caso de la excitación de los ML por el haz de iones acelerado a 25 keV, mostrando un incremento inicial seguido de efectos transitorios: estos efectos se aprecian mejor para los casos del TG-Green y el YAP:Ce. El análisis y la discusión del complicado comportamiento transitorio observado están fuera del objetivo de esta memoria. Sin embargo, es importante tener en mente estos efectos cuando se esté usando este tipo de pantallas para la detección de iones rápidos en dispositivos de plasma con pulsos de larga duración y/o con fluencias similares a las usadas en estas medidas de laboratorio.

Para el caso de luminiscencia inducida por iones en centelleadores, la degradación ha sido estudiada para iones de MeV en las referencias [100,102], donde la degradación, se representa frente a la fluencia iónica, ajustándose por una suma de exponenciales. En el caso de la excitación con electrones, la relación entre I_a , la intensidad del ML envejecido por irradiación, I_0 , la intensidad luminiscente inicial del ML y el número de electrones, N , depositados por cm^2 , viene dada por la ley de Pfahnl [103], donde $I_a = I_0 / (1 + C_B N)$ y C_B es el parámetro de “desgaste”, siendo igual al inverso del número de electrones necesarios para reducir la intensidad de la luminiscencia a la mitad del valor

inicial. Sin embargo, no se conocen estudios similares para pantallas de ML granulares. La degradación de la IL reflejada en las curvas de la [figura 3.8](#) exhibe un comportamiento cinético similar a lo observado en la referencia [102], salvo que en nuestro caso están realizados sobre ML granulares y a bajas energías.

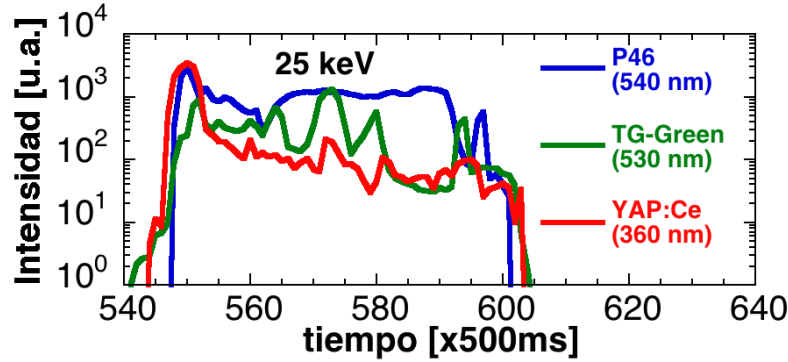


Figura 3.11. Evolución temporal de la luminiscencia de los ML (P46, TG-Green y YAP:Ce) en la longitud de onda de la emisión más intensa, cuando se irradian durante tiempos largos con protones de 25 keV.

En consecuencia, la respuesta a baja energía, para descargas de baja duración y fluencias de iones bajas, se definirá como el valor medio monitorizado durante la primera parte de la excitación presente en cada escalón. Cuando se usa un ML en la pantalla del detector de iones rápidos durante una descarga típica, el intervalo de tiempo de exposición al haz de iones procedentes del plasma (< 300 ms) es mucho más corto que el tiempo de adquisición usado en la [figura 3.8](#). Sin embargo, debemos ser conscientes de la complicada respuesta que puede presentar esta clase de materiales frente al bombardeo de iones cuando sean irradiados de manera continua o durante largos pulsos en descargas de plasmas.

En la [figura 3.9](#) se muestra la variación del espectro ionoluminiscente con haces iónicos de H^+ para P46 (350 a 850 nm, con FWHM = 13.47 nm), TG-Green (450 a 650 nm, con FWHM = 9.25 nm) y YAP:Ce (250 nm a 500 nm, con FWHM = 9.42 nm). Este espectro detallado puede ayudar a entender el comportamiento de la ionoluminiscencia de los ML observado a bajas energías. Una comparación del espectro IL (iones) y del espectro FL (UV), nos permite identificar los rasgos espectrales que pueden estar asociados a los defectos inducidos por los haces iónicos en el material. Trabajos pioneros [104] asociaron la presencia de contaminantes en los cristales de haluros alcalinos con el fenómeno de la luminiscencia por el impacto de iones de energías del

orden de keV, pero actualmente se cree que la emisión de luz es debida a defectos radiantes (centros de color) del material que se reconocen por medio de este tipo de comparaciones, y por tanto, este fenómeno puede ser usado no sólo para el estudio de superficies sino también para dosimetría de partículas.

En el espectro IL del YAP:Ce se observa, para longitudes de onda > 500 nm, una segunda banda de emisión con su máximo en 600 nm, la cual no se observa en el espectro de FL. La atribuimos a la excitación de otra banda de emisión [105], la cual claramente tiene una energía umbral alrededor de 15-20 keV y se puede observar desde 500 nm hasta 800 nm con FWHM = 19.5 nm. Es bien sabido que la ionoluminiscencia de materiales centelladores depende de la temperatura. Estudios de la fluorescencia del YAP:Ce muestran que se mantiene constante la emisión para temperaturas de 300-500 K y decrece entre 100-300 K, cuando el YAP:Ce se expone a diferentes fuentes de energía (partículas α , rayos γ , etc.) [106].

Un modelo ionoluminiscente, desarrollado y probado para experimentos, con energías significativamente mayores que las aquí usadas [58], introduce la idea de la existencia de una densidad de deposición de energía máxima en los electrones, efecto que fue observado para bajas energías por medio de los datos del barrido de corriente. El Dr. Jiménez en su Tesis Doctoral [70] observó que si se varía sistemáticamente la corriente nominal del haz, y por lo tanto su corriente real, los resultados de IL muestran una saturación con la corriente del haz de iones para valores nominales de alrededor de 35-40 mA (equivalente a una corriente de $\approx 26 \times 10^{-7}$ A en la cámara de muestras). Esta limitación debe tenerse en cuenta cuando se use este tipo de pantallas para monitorizar flujos iónicos en el borde de dispositivos de plasma.

Dos de los estudios más relevantes de los materiales luminiscentes, desde el punto de vista de su uso para detectar iones rápidos en plasmas de fusión, son si su respuesta luminiscente con la energía de los iones es aproximadamente lineal y si su respuesta temporal es lo más rápida posible sin perder sensibilidad. Este ha sido el camino escogido en este trabajo para desarrollar un detector de contaje de iones individuales con discriminación en energía y con capacidad de contaje de pulsos sin apilamiento, características únicas entre este tipo de detectores. También, es deseable que el detector pueda medir en diferentes ángulos *pitch* por medio de una geometría de diseño inteligente, tomando en cuenta el campo magnético.

De los datos de la figura 3.10 (b), se puede concluir que entre los materiales

estudiados a baja energía, los ML con mayor eficiencia ionoluminiscente, fueron el P46 y el YAP:Ce, aunque su respuesta a iones no tenga perfecta linealidad. Por el contrario, el TG-Green tiene menor eficiencia luminiscente, presentando sin embargo una muy buena linealidad. Por esta razón el TG-Green fue seleccionado previamente para ser utilizado en la sonda de detección de iones rápidos en el TJ-II. Se estima que las medidas representadas en [figura 3.10 \(b\)](#) pueden ser reproducidas dentro de un 10%, con una estimación del error relativo por debajo del 25%. Las fuentes más importantes de incertidumbre son la corriente de haz de iones ($\pm 10\%$) y la estimación de la luz recogida por la lente (5%) [70]. Debemos recordar que esta pantalla de YAP:Ce fue depositada por métodos propios, por lo que no es posible determinar si la mejora de su respuesta IL se debe exclusivamente a la respuesta intrínseca del ML o bien al método de deposición empleado.

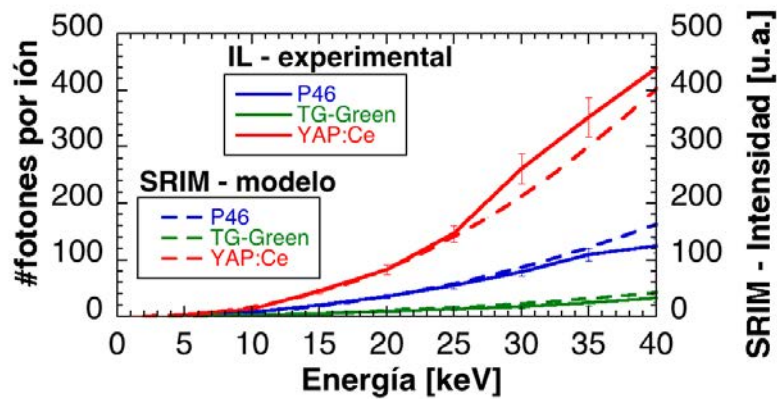


Figura 3.12. Respuesta IL absoluta de los ML en función de la energía del haz incidente (*líneas continuas*). La estimación teórica (*línea punteada*), usando la primera aproximación basada en el código SRIM, se muestra junto con los resultados experimentales, observándose un buen acuerdo entre ambos para todos los iones a bajas energías (≤ 25 keV).

Aquí se compara la respuesta IL experimental, en función de la energía del haz de iones incidente sobre los ML, con resultados del modelo teórico de la IL explicado en el [Capítulo 2](#), calculados con el código SRIM [107]. Al integrar la pérdida de energía en procesos inelásticos del conjunto de iones que impactan en la superficie del material con una energía y masa determinada, podemos obtener las curvas mostradas en la [figura 3.12](#). Como puede observarse, predice perfectamente la evolución relativa de la IL en función de la energía, estando de acuerdo con las curvas experimentales para todos los

ML hasta energías ≤ 25 keV. A energías mayores existe cierta discrepancia, lo que sugiere que se necesita un modelo más complejo para dar cuenta del comportamiento para energías superiores. Para los materiales P46 y TG-Green, el modelo de SRIM sobreestima valores para energías altas (> 25 keV), mientras que para el caso del YAP:Ce, el modelo subestima los valores experimentales, inclusive sabiendo que el YAP:Ce emite a longitudes de onda más altas en una segunda banda de emisión.

Durante la irradiación de las pantallas luminiscentes con iones se observó una reducción gradual de su luminiscencia con el tiempo. Después de varias horas de irradiación, el daño se manifiesta en los ML como un oscurecimiento en su superficie. Esto se puede relacionar con cambios en el estado de las cargas de los defectos previamente existentes. Estos oscurecimientos pueden tener un importante efecto en la IL absoluta debido al aumento de la absorción óptica. Estos efectos no se han estudiado para los materiales granulares, aunque se sabe que los procesos de recuperación pueden acelerarse por medio de tratamientos de recocido del material o por irradiación con luz.

Un parámetro usado como indicador del daño por irradiación es el tiempo necesario para que la intensidad IL se reduzca a la mitad [108], en trabajos previos [70] se muestran que estos tiempos son de: 187 s para el P46 y 86 s para el TG-Green, utilizando protones con una corriente de haz de $6.5 \cdot 10^{-7}$ A y un tamaño de haz de 0.78 cm^2 .

3.6. CONCLUSIONES

Previamente a este trabajo, fue necesario desarrollar un dispositivo experimental como banco de pruebas para simular los flujos de los iones que escapan del plasma en dispositivos de fusión por confinamiento magnético de tamaño medio. El sistema experimental tiene la capacidad de modificar el flujo de los iones, su energía (0-40 keV) y su masa (H^+ , He^+ y Ar^+), con la versatilidad suficiente para integrar diferentes detectores y que permite la irradiación con iones (IL) y radiación UV (FL). Las pantallas luminiscentes se depositaron en el CIEMAT por el método de sedimentación, que permite preparar los ML necesarios para cada aplicación específica.

Se incorporó un nuevo sistema de detección, que tiene una resolución espectral de 200 nm a 900 nm, basado en un analizador multicanal fotónico, así como un software específico para tratar estos espectros, permitiendo interpretar el comportamiento de la IL en el rango de energías bajas de interés para el desarrollo de detectores de iones

rápidos en dispositivos de plasmas de fusión de tamaño medio. Estas medidas son de gran interés y de aplicación directa para toda clase de detectores de iones en plasmas, al igual que para otras ramas de la física aplicada. Hay que resaltar que existen pocos trabajos caracterizando la IL de ML granulares a bajas energías, por la dificultad de trabajar con bajos niveles de luz que exige un sistema muy sensible de registro de la luminiscencia.

Diferentes aspectos de interés y relevancia de la respuesta de las pantallas luminiscentes cuando son usadas en los detectores de iones rápidos han sido ilustrados con los resultados obtenidos en nuestra instalación. La respuesta transitoria al comienzo de la excitación, su saturación con la corriente y el deterioro de la producción de luz deben tenerse en cuenta, no sólo cuando se cuantifica su respuesta relativa con la energía de los iones, sino también cuando se aplica como diagnóstico.

El comportamiento de diferentes materiales luminiscentes fue estudiado con protones de energías ≤ 40 keV. Estas medidas fueron necesarias para evaluar qué material es el más apropiado para el detector de iones rápidos escapados del borde del TJ-II. Los materiales estudiados más sensibles han sido P46 y YAP:Ce, aunque se debe recordar que el TG-Green fue seleccionado inicialmente sobre el P46 para ser utilizado en el detector de iones rápidos en el TJ-II, sobre todo por la linealidad de respuesta con la energía.

Se ha visto que el YAP:Ce es sin duda un material capaz de sustituir al TG-Green como centellador en la sonda de detección de iones rápidos en el TJ-II. No sólo porque la respuesta IL es más alta que la del TG-Green, sino también por tener un decaimiento de su luminiscencia más rápido, de 27 ns frente a los 540 ns del TG-Green. Esto permitirá investigar si existen fenómenos físicos de alta frecuencia que estén directamente relacionados con la fuga de iones rápidos. Un ejemplo concreto en esta línea se mencionará más adelante en el [Capítulo 6](#), donde se usa la sonda luminiscente con una pantalla de YAP:Ce en la fase de NBI del plasma del TJ-II. Una ventaja adicional asociada a su rapidez es que, en combinación con la electrónica adecuada, evita el problema de apilamiento de pulsos en la detección de la señal.

Finalmente, se compararon los resultados de las simulaciones efectuadas con el modelo SRIM con la respuesta luminiscente medida en varios ML, habiendo muy buen acuerdo para energías ≤ 25 keV.

Capítulo 4

MEJORAS DEL DETECTOR DE IONES RÁPIDOS: MODO DE ANÁLISIS POR IONES INDIVIDUALES, ANCHURA DE BANDA AMPLIADA Y CABEZA DEL DETECTOR ELIPSOIDAL

En este Capítulo se describe el detector de iones rápidos del TJ-II con las mejoras introducidas durante el desarrollo de este trabajo. Las mejoras han consistido en el procesamiento de la señal proveniente del detector como serie de pulsos proporcionales a la energía de iones individuales, mejora en la velocidad y digitalización de la señal. También se propone una forma elipsoidal para la cabeza del detector, y se discute su diseño y su construcción, que mejoraría la colección de luz en futuros desarrollos de este tipo de detectores de iones luminiscentes. Estas mejoras, junto con el uso de un ML mucho más rápido que los que se han venido usando en este tipo de detectores en plasmas de fusión y su modo de operación en contaje de iones con discriminación en tiempo y energía, hacen que, tanto a nivel de hardware como de software, nuestro detector sea un sistema único y original.

4.1. DETECTOR DE IONES RÁPIDOS (DIR) EN EL BORDE DEL PLASMA DEL TJ-II

El DIR inició su operación en el TJ-II en la campaña 2007, y desde entonces se ha podido medir y estudiar la evolución temporal de iones rápidos en plasmas con

calentamiento ECRH y NBI en el TJ-II. La buena sensibilidad del DIR ha permitido observar iones rápidos durante la fase de calentamiento por ECRH en el TJ-II y cuyos resultados se verán en Capítulos posteriores. En este Capítulo se muestran las principales características del detector de iones rápidos (DIR) actualmente operativo en el TJ-II. Su diseño y primeros estudios llevados a cabo con este detector se pueden encontrar en la referencia [70], por lo que aquí sólo se hará un breve resumen y se resaltarán las nuevas mejoras en software y hardware introducidas con respecto a la versión previa.

En la segunda parte del Capítulo se describirá una propuesta y su realización práctica para mejorar la cabeza del detector, cambiando su geometría cilíndrica por una elipsoidal. Se explicará el modelo utilizado para simular el detector elipsoidal, comparándolo con el cilíndrico, y se discutirán los resultados obtenidos.

4.2. INTRODUCCIÓN AL DIR

La generación, la termalización, el confinamiento, y las pérdidas de iones rápidos generados por los sistemas de calentamiento estándar del plasma, tales como la inyección de haces neutros o de ondas de radio frecuencia (RF), son temas fundamentales de la física de los plasmas de fusión que deben ser entendidos con más detalle, de ahí la importancia de conocer la evolución temporal de la población de iones rápidos que escapan del plasma.

Una sonda luminiscente colocada en el borde del plasma será capaz de detectar iones que escapan del plasma, ya provengan de los haces neutros inyectados del NBI, pérdidas directas o los que no consiguieron una termalización completa, o fueran generados por calentamiento de radiofrecuencia [109-111]. El confinamiento y los mecanismos de pérdidas de los iones están influenciados por el transporte colisional y el turbulento, por las peculiaridades de las diferentes configuraciones magnéticas de los dispositivos de fusión y por los propios mecanismos de calentamiento del plasma.

Otras áreas donde los datos experimentales sobre las pérdidas de iones rápidos pueden aportar información relevante son: la generación de campos eléctricos en el plasma, que actualmente es un campo prioritario de investigación en muchos dispositivos de plasmas de fusión [5,112]; y los estudios de la dinámica de partículas rápidas frente a inestabilidades magnetohidrodinámicas (MHD) [91,92,113,114]. Además, conocer las pérdidas de iones es también importante para la operación de un

dispositivo de fusión, ya que los iones que escapan del plasma tienen una probabilidad alta de impactar en las partes mecánicas del dispositivo de fusión, produciendo daños en estas estructuras y contribuyendo a contaminar el plasma con las impurezas arrancadas de su pared.

Por esas razones, se consideró muy importante que el TJ-II dispusiera de un detector de iones rápidos (DIR). El detector se diseñó específicamente para ser instalado en el TJ-II y medir cerca del borde del plasma las pérdidas de iones escapados. La geometría elegida para diseñar la cabeza del detector fue cilíndrica, debido a la simplicidad que tiene su fabricación. El objetivo final del detector era determinar la función de distribución de energía, a determinado ángulo de inclinación de los iones incidentes en la pantalla luminiscente, y visualizar esta distribución en una escala absoluta. El detector actúa como un espectrómetro magnético ([figura 4.1](#)), donde la dispersión de los impactos de los iones rápidos en la pantalla luminiscente depende principalmente de sus radios de giro y ángulos de cabeceo o de inclinación con el que llegan al detector. Para conseguir una resolución aceptable, se debe tener una buena colimación de los iones, así como impedir el paso de electrones hacia la pantalla luminiscente. Esto se consiguió, para una estructura del campo magnético determinada, por medio de la elección adecuada de la geometría de la cabeza del detector, del tamaño y orientación angular del colimador.

Figura 4.1. *Esquema del principio de funcionamiento del detector, donde se muestra un corte-vista superior y otro longitudinal de la cabeza del detector. Además, se ilustra el campo magnético del dispositivo y dos trayectorias de iones rápidos (rojo) que impactan en el material luminiscente (verde) tras atravesar el colimador de entrada del detector (azul).*

El DIR del TJ-II está basado en principios similares a otros detectores que operan en otros dispositivos de plasmas de fusión [[115 y sus referencias](#)], pero se ha

optimizado su sensibilidad y su flexibilidad de posicionamiento tanto para la medida como para su mantenimiento. Una de sus novedades es que la luz luminiscente se colecta por medio de un haz de fibras ópticas coherentes, que conducen la luz desde la cabeza del detector a los sistemas de detección.

Debido a su sensibilidad, no sólo puede monitorizar las pérdidas directas de los iones rápidos procedentes del NBI, objetivo principal de otros DIR, sino que también permite detectar y estudiar la distribución de energías de la población de iones supratérmicos en plasmas calentados por RF con resolución temporal y de energía, siendo la primera vez que un DIR basado en materiales luminiscentes ha sido capaz de medir de forma directa estos iones supratérmicos. Esta población había sido detectada con anterioridad en el TJ-II por medio de técnicas espectroscópicas, donde había sido estudiado su papel en el calentamiento de iones térmicos durante el calentamiento ECRH [109]. Así, los resultados obtenidos con la sonda luminiscente reafirman los resultados obtenidos previamente.

Un detector luminiscente puede registrar iones difíciles de medir con analizadores de partículas neutras de intercambio de carga (CX-NPA), que observan el plasma en vistas perpendiculares y tangenciales al campo magnético toroidal. Esto se debe a que la deriva de escape de los iones fuera del plasma se puede producir a lo largo de caminos que no están conectados a la zona de observación del diagnóstico CX-NPA. Además, una sonda luminiscente detecta directamente iones y no necesita de los procesos de intercambio de carga para generar neutros.

4.3. DESCRIPCIÓN DEL DIR

4.3.1. Descripción general del DIR

El detector de iones rápidos está basado en la colección de la luz producida por el impacto de iones fugados en una pantalla uniforme de material luminiscente granular. Este detector se coloca en las proximidades del borde del plasma a una distancia que puede variarse.

Su diseño tiene las siguientes características: a) Posición flexible de la cabeza, gracias al uso de una fibra coherente para recoger y guiar la luminiscencia; b) Orientación del colimador regulable en ángulo; y c) Facilidad de extracción para introducir cambios, alinear, etc.

Figure 4.2. *Esquema del DIR (con una vista expandida de la cabeza del mismo) en la vista poloidal de la cámara de vacío y forma de las superficies de flujo magnético del TJ-II (LCMFS es la última superficie cerrada de flujo magnético).*

En la [figura 4.2](#) se presenta un esquema del montaje experimental del DIR. La localización poloidal y toroidal del detector se eligió teniendo en cuenta la geometría complicada del TJ-II y su gran variedad de configuraciones magnéticas [\[85\]](#). Las simulaciones para elegir la mejor localización fueron realizadas por el Dr. Guasp con ayuda del código de Monte Carlo FAFNER 2 [\[31,85,116\]](#). Se estimó que las pérdidas de iones rápidos inyectados por el NBI alcanza valores del 30% de la potencia de entrada para el inyector NBI-1 (co-inyección paralela al campo magnético toroidal y con el mismo sentido), y del 8% para el inyector NBI-2 (contra-inyección paralela al campo, pero de sentido opuesto). La simulación predijo que de esas pérdidas el 90% corresponde a pérdidas directas, iones que se escapan del plasma sin haber depositado nada de su energía, y además el 80% de éstas acaban impactando en la inaccesible hendidura central de la cámara de vacío del TJ-II, estando extremadamente localizadas en el plano poloidal, y de ahí la dificultad de colocar cualquier sonda de medida de iones rápidos procedentes del NBI.

Figura 4.3. *Imagen del DIR antes de ser montado en el TJ-II, donde pueden observarse las diferentes componentes estructurales y de vacío de la sonda luminiscente.*

4.3.2. Cabeza del DIR

Un esquema de la cabeza cilíndrica del detector, que alberga la pantalla luminiscente, se muestra en la [figura 4.2](#). La cabeza se fabricó en acero inoxidable de baja permeabilidad magnética para no perturbar los campos magnéticos del TJ-II, y cuenta con un colimador de 1.5 mm de diámetro por donde llegan los iones a la pantalla. Una imagen de la cabeza del detector se muestra en la [figura 4.3](#), representando las partes del detector con sus nombres, en rojo, y sus movimientos, en azul.

La cabeza del detector está conectada al haz coherente de fibras, también dentro de la cámara de vacío del TJ-II, y el conjunto de ambos elementos está montado en un eje con movilidad radial, proporcionado por un fuelle de acero inoxidable que permite desplazamientos radiales de al menos 460 mm dentro de la cámara de vacío, lo que hace más fácil extraer el detector, aislado del resto de la cámara de vacío del TJ-II, mediante una válvula manual.

4.3.3. Pantalla luminiscente

El material luminiscente elegido inicialmente (desde la campaña de 2007 hasta finales de 2015) fue el TG-Green y posteriormente, a finales de 2015, se sustituyó por el

YAP:Ce, instalando los filtros ópticos adecuados para reducir la luz parásita. La pantalla empleada fue depositada a partir del material granular, con el método de sedimentación, en un disco metálico de acero de 25.4 mm de diámetro. Se depositó de forma uniforme en el CIEMAT con densidades superficiales dadas en la [tabla 2.1](#).

Figura 4.4. *Imagen del haz de fibras coherentes, componente fundamental en el desarrollo del DIR, con un área de colección de 8 mm x 10 mm y con una longitud de 90 cm, encamisado en fibra de vidrio. En uno de los extremos del haz de fibras puede verse la brida donde se coloca la ventana óptica de cierre a vacío.*

4.3.4. Óptica

Las componentes ópticas del DIR (ver [figura 4.2](#)) se sitúan en el interior de la cámara de vacío del TJ-II. La luz de la pantalla luminiscente es recogida por una lente de 25.4 mm de diámetro y es enfocada a un extremo del haz de fibras ópticas coherente. El haz de fibras ([figura 4.4](#)) guía la luz luminiscente hasta una posición próxima a la ventana de cuarzo. En el modo de operación actual, a continuación de la ventana se encuentra colocado un fotomultiplicador (PMT) con un filtro para seleccionar la emisión del ML. El desplazamiento radial de la sonda no afecta a las componentes ópticas y se pueden realizar barridos radiales sin perturbar el sistema óptico.

Figura 4.5. *(izquierda)* Imagen obtenida con un detector CCD de la rejilla de luz, durante el proceso de alineamiento y calibración del DIR en la posición de mantenimiento (fuera de la cámara del TJ-II). La pantalla es iluminada con una lámpara electroluminiscente uniforme y plana. *(derecha)* Fotografía de la salida (cierre a vacío) del haz coherente de fibras donde se observa que toda la pantalla luminiscente (sustituida por una máscara con agujeros) queda enfocada dentro del área de colección del haz de fibras.

4.3.5. Alineamiento y calibración

El alineamiento y calibración del DIR se hace fuera de la cámara de vacío del TJ-II, sustituyendo la pantalla luminiscente por una máscara negra del mismo tamaño que la pantalla y colocada en su misma posición, que tiene un conjunto de orificios del mismo tamaño y es iluminada con una lámpara plana electro-luminiscente de emisión uniforme. De esta manera se consigue una situación equivalente a cuando el detector está en situación de medida real. En la [figura 4.5](#) se muestra una imagen tomada de la forma descrita, utilizando una cámara CCD (Princeton Instruments, modelo PIXIS 2KB). Este método permite definir espacialmente cada punto de la posición de la pantalla luminiscente, así como la sensibilidad relativa de cada punto, en la que ya se incluye la respuesta de todo el sistema óptico del DIR.

4.4. MEJORAS EN EL TRATAMIENTO DE LA SEÑAL Y EN LA AMPLIACIÓN DE SU ANCHURA DE BANDA TEMPORAL

4.4.1. Tratamiento por pulsos de la señal con *FindPulses*: Adquisición de señal a 1.25 MHz

El PMT, instalado fuera de la ventana de cuarzo, es un fotomultiplicador compacto modelo Hamamatsu H10721P-110, cuya salida está conectada, en la versión de baja velocidad de digitalización, a un amplificador de corriente (Stanford Research Systems, modelo 570, Sunnyvale, EE. UU.) con una anchura de banda de 200 kHz para una ganancia estándar de 1 $\mu\text{A/V}$, pero responde hasta 1 MHz. El PMT convierte el pulso luminoso de cada ion incidente en una señal eléctrica. La señal de pulso se digitaliza a una velocidad máxima de 1.25 MHz y 12 bits con una unidad de National Instruments (NIPXI-6070E bajo el controlador NI-PXI-8106).

Gracias a que se puede correlacionar la amplitud de la emisión de los ML directamente con la energía del ión (ver [Capítulo 3](#)) se puede aplicar un método simple para interpretar los pulsos en energía de los iones en el intervalo de interés para los plasmas TJ-II, entre 1-40 keV [116,117]. El primer paso es suponer que el promedio de los pulsos de mayor amplitud (de la señal del PMT) detectados en las descargas de NBI está directamente asociado a la energía más alta de los neutros (32 keV). De esta manera es posible ajustar una función polinómica a la respuesta del ML (ver [figura 3.12](#)) y hacer que la amplitud en 32 keV coincida con la energía máxima de los neutros inyectados. El análisis de la altura del pulso se realiza mediante un software, *FindPulses*, que opera en una sencilla serie de pasos: (1) se identifican máximos locales, (2) se encuentran las distancias a los mínimos locales más cercanos, a la izquierda y a la derecha del pulso y (3) la anchura del pulso se define como el doble de la mayor de estas dos distancias. A continuación, se guarda el pulso si satisface el ancho de pulso esperado mínimo y la altura de este sistema o se rechaza como ruido si el ancho de pulso es demasiado estrecho o bajo. Este método para detectar y procesar impulsos de iones puede tener aplicaciones en otras áreas de investigación [118]. Una vista expandida de una señal bruta del detector se muestra en la [figura 4.6](#), que ilustra cómo el software maneja la señal para identificar los impulsos individuales asociados a la llegada de iones con diferentes energías.

El resultado del análisis de la señal vista como pulsos individuales se ha integrado en *FindPulses*. Este software es una herramienta que ayuda a separar la señal en

intervalos de tiempo para generar histogramas, es decir número de pulsos frente a la energía de los pulsos. Una imagen de la interfaz del programa se muestra en la [figura 4.7](#).

Figura 4.6. *Traza típica del DIR con el material luminiscente TG-Green, representado por líneas verticales, con impulsos identificados por el software para condiciones específicas del análisis (descarga #29467). [118]*

Este programa permite configurar diversos parámetros para la lectura y análisis de datos. Además, el programa fija dos niveles de discriminación (baja y alta) para rechazar los pulsos de baja amplitud que posiblemente se deban al ruido electrónico o picos muy altos, producidos por eventos con muy alta energía que lleguen al ML o a la electrónica de adquisición. Se escogen los valores máximo y mínimo de la amplitud del pulso (o energía del ión) y su anchura, seleccionando así ese pulso para un análisis posterior.

Además de la discriminación de pulsos, se procesan los datos, convirtiendo la amplitud del pulso en la energía del ión. El parámetro *Factor* que tiene en cuenta la ganancia del amplificador. El parámetro *N bins* especifica el número de canales de energía. La anchura en energía de los canales puede ser modificada por un factor exponencial, con el parámetro *Power*, lo que permite mejorar la estadística de los canales de mayor energía, haciéndolos más anchos, para compensar que el número de cuentas es menor. Como queda claro un procesamiento de datos digital tiene una gran ventaja frente a uno analógico, y es ideal cuando la anchura de banda se hace mayor o cuando el número de cuentas es bajo y no existe apilamiento de pulsos. El histograma de amplitudes integrado en una ventana temporal puede ajustarse mediante una función exponencial, representada como (dN/dE) frente a la energía y ajustada por la función $I_0 e^{-E/T}$, donde dN es el número de iones recogidos en el intervalo de energía dE . El ajuste por dos exponenciales correspondería al caso de dos poblaciones de iones.

Suponiendo una distribución maxwelliana, la temperatura de los iones supratérmicos (T_{sp}) se puede determinar a partir de este ajuste.

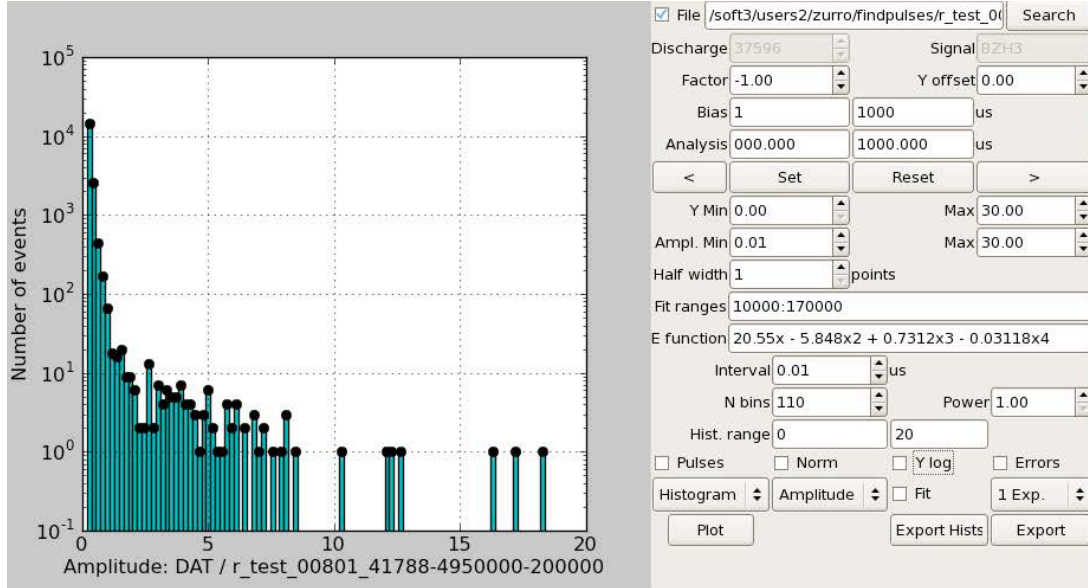


Figura 4.7. Interfaz de usuario de la herramienta de software utilizada para analizar los datos obtenidos en el detector.

Debemos precisar que un ajuste directo, por una maxwelliana, a los histogramas generados por el software *Findpulses* no es correcto, ya que el resultado no es directamente una distribución. Las funciones de distribución a menudo son difíciles de medir directamente en un experimento. Sin embargo, hay otra magnitud, que es más fácil de medir, y que corresponde al flujo de partículas, $J(W, \alpha_p, \mathbf{x})$; el cual depende, a una energía (W) dada, de la unidad de área, el ángulo (α_p) y la posición (\mathbf{x}) donde se mide. El flujo de partículas, que pasa a través de una superficie, se puede definir como la densidad de partículas, multiplicado por la velocidad normal a la superficie. Este flujo de partículas está estrechamente relacionado con su función de distribución $f(\mathbf{v}, \mathbf{x})$, y esta relación se puede escribir [119]:

$$J(W, \alpha_p, \mathbf{x}) = \frac{v^2}{m_p} f(\mathbf{v}, \alpha_p, \mathbf{x}) \quad (4.1)$$

donde m_p es la masa de las partículas que se están midiendo y \mathbf{v} es su velocidad. Esta ecuación relaciona el flujo medido, en un cierto intervalo de energía, con la función de distribución de velocidad de las partículas medidas. Otra cantidad que se utiliza a menudo (sobre todo en la física de plasmas del espacio [119]) es el flujo de energía. Este último se define como el producto del flujo de partículas multiplicado por la energía de la partícula. El flujo de energía decae menos rápidamente que el flujo de

partículas, y esta representación se utiliza para resaltar características de la cola de alta energía de una distribución de partículas.

La ecuación (4.1) es de gran importancia para este trabajo, ya que permite que los histogramas generados por el software de procesamiento de datos se puedan tratar como los flujos de partículas. De esta manera se pueden procesar los datos, después de haber sido tratados por el software *FindPulses*, para encontrar el valor de la temperatura asociada a la distribución. Ya que los histogramas están en función de la energía de los iones, se utiliza la ecuación (4.1) en función de la energía y no de la velocidad:

$$J(W) \propto W \cdot f(W) \quad (4.2)$$

donde los parámetros del ángulo (α_p) y posición (\mathbf{x}) se omiten, ya que las medidas de los iones supratérmicos, en este trabajo, se hacen con el detector en la misma posición. Para simplificar el modelo se puede utilizar una aproximación del tipo maxwelliana para la función de distribución. Esta aproximación es de la forma $\exp(-W/T_{sp})$, donde W es la energía (en unidades de eV) de los iones y T_{sp} es la temperatura (en unidades de eV) asociada a los iones supratérmicos. En este trabajo, se designará el flujo de iones supratérmicos como $J_{particulas}$ (partículas·m⁻²·s⁻¹) y al flujo de energía de los iones supratérmicos como $J_{energía}$ (W·m⁻²).

4.4.2. Adquisición de datos rápida (1 GHz), software de adquisición (ADQ14) y análisis de datos

Como ya se ha mencionado anteriormente, el objetivo instrumental de este trabajo de tesis es mejorar la respuesta temporal del detector, cambiando el TG-Green (500 ns de decaimiento) por el YAP:Ce (27 ns de decaimiento) y sustituyendo la electrónica de acondicionamiento de la señal y de adquisición de datos para pasar del MHz al GHz [120]. Para ello, los datos en esta versión rápida se adquieren con un digitalizador que muestrea hasta 2 canales a 1 GHz, con convertidores de 14 bits. La unidad de adquisición se colocó próxima al amplificador rápido C5594 (50 kHz - 1.5 GHz) de la firma Hamamatsu que acondiciona la señal de salida del PMT, y se controla remotamente.

Los datos se guardan directamente en un ordenador, donde reside el sistema de control. Se trata de un ordenador en mini torre basado en una placa Mini-ITX ASRock Q1900-ITX Quad Core Processor J1900@ 2.20GHz, 4 GB de RAM y 1 TB de HDD

SATA, con sistema operativo Scientific GNU/Linux 7.1. El sistema tiene una *interface* para controlar el módulo de adquisición vía USB. El ordenador es un Acer ASPIRE 7736 Pentium Dual-Core T4400 @ 2.2 GHz con 4 GB de memoria RAM y sistema operativo Windows 7 de 64-bits.

La interface se hace mediante el programa ADQ14, ver [figura 4.8](#). El panel de control de la adquisición se compone esencialmente de campos de texto para configurar los parámetros de adquisición de cada “Run” o secuencia de adquisiciones:

- *TJ-II Shot*: donde se introduce el número de descarga del TJ-II.
- *Run DirName*: nombre del directorio para cada conjunto de adquisiciones.
- *Comment*: incluye un texto descriptivo que caracteriza e identificar los datos.
- *Add Text*: almacena comentarios de la operación en ficheros diarios, y su contenido se visualiza con el botón *Show*.
- *Load Run Conf. from file*: carga configuraciones salvadas. Los ficheros se crean con el botón *Save Run Conf. To File*, que almacena los datos de la configuración.

Es posible seleccionar los canales activos para el **módulo** de adquisición, A y/o B únicamente marcándolos. Delante de éstos se puede variar el *Bias* para cada canal. Se define la adquisición con los siguientes parámetros y sub-parámetros del módulo ADQ14 [\[121\]](#):

- Trigger Mode: Externo (subida o bajada de la señal), Software, Nivel (subida o bajada de la señal, valor de 0-16384), Interno (Periodos del reloj interno del ordenador).
- Pretrigger (por muestras, en múltiplo de 4)
- TriggerHoldOff (por muestras, múltiplo de 4 de muestras)
- Sample Skip (número de muestras del reloj no digitalizadas)

Este módulo de adquisición puede digitalizar un número de muestras asociadas a varios triggers. En el campo *triggers* se configura ese valor y en el campo *samples per trigger* el número de muestras deseado, el número total de muestras posibles en el módulo ADQ14 se muestra en el campo *Samples/File*, tras verificar los datos de configuración del run mediante el botón *Validate and Set*. Si se selecciona la opción *MultiFile*, los datos asociados a cada *trigger* se almacenará en un fichero diferente, y se

Capítulo 4. Mejoras del detector de iones rápidos

incluye el número secuencial de disparos en el nombre de fichero, así como en su contenido. El número de descarga del TJ-II se incrementará y se usará la parte de dígitos numéricos para su identificación. Una vez completados los campos del panel, *Run configuration & Control*, es posible verificar los datos y almacenarlos en el servidor mediante el botón *Validate and Set*. La adquisición comienza mediante la acción del botón *Validate and Start Run*, que realiza la validación previa si no se hizo inicialmente y arranca al adquisición en el módulo digitalizador. Se puede detener la adquisición en cualquier momento con el botón *Abort Run*, que aparecerá en el panel de control una vez iniciada la adquisición.

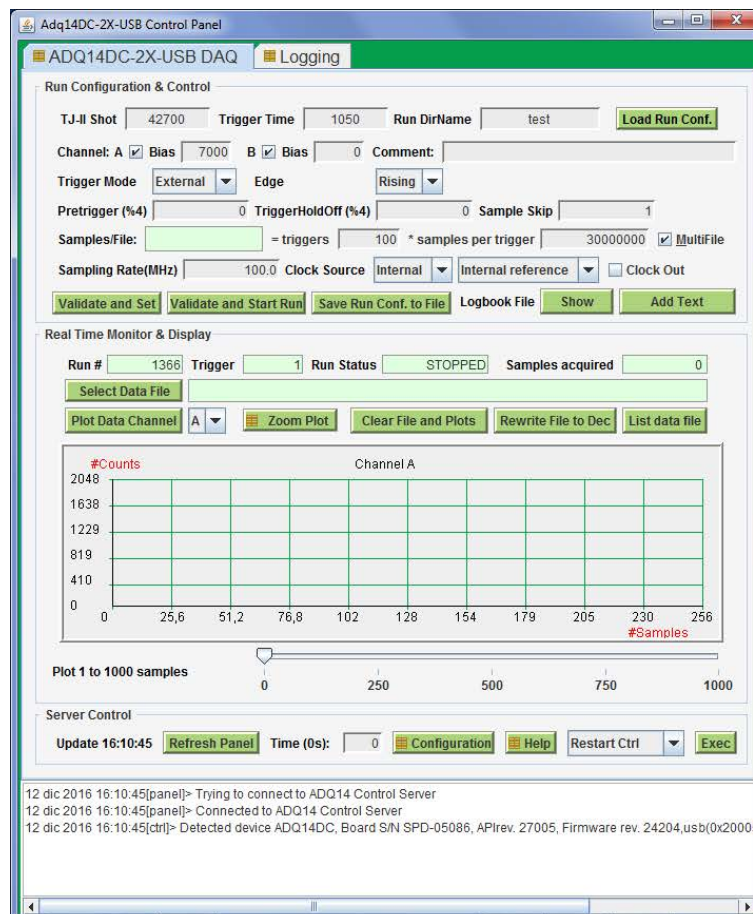


Figura 4.8. Interfaz de usuario de la herramienta de software utilizada para adquirir los datos usando el modulo ADQ14.

Finalmente, los datos almacenados se pueden tratar de la misma manera como se mencionó en la [apartado 4.4.1](#), con la diferencia de que ahora el polinomio utilizado, que relaciona amplitud de pulsos y energía de los iones, corresponderá al del YAP:Ce. Sin embargo, debido a la alta velocidad de adquisición (hasta 1 GHz) es posible que se generen ficheros que pueden alcanzar tamaños superiores al GB: por ejemplo, a 100

MHz de velocidad de adquisición y una duración de descarga de 300 ms, el archivo generado es de 150 Mb. Como ficheros tan grandes no pueden ser analizados con *FindPulses*, es necesario una selección previa de las descargas y los tiempos de interés. De esta manera es posible analizar secciones de las descargas, digitalizadas a esas velocidades, como se discutirá con más detalle en el [Capítulo 6](#).

4.5. DISEÑO ÓPTICO DE UNA Sonda ELIPSOIDAL PARA LA COLECCIÓN MÁS EFICIENTE DE LUZ

Este apartado tiene como objetivo el diseño, construcción y evaluación de una nueva cabeza del detector que sea capaz de optimizar la colección de luz del material luminiscente para sustituir la sonda cilíndrica que está operativa en el TJ-II. La razón de hacerlo es que se pensaba, erróneamente, que la incorporación de un ML de respuesta rápida junto con una adquisición de datos adecuada a su anchura de banda, podía perjudicar la sensibilidad de la detección de iones individuales con resolución temporal y de energía. La comparación de las señales entre los materiales luminiscentes (TG-Green y YAP:Ce) utilizados en el DIR dentro del TJ-II se discutirán en el [Capítulo 6](#).

El método aquí propuesto y estudiado consiste en cambiar la forma geométrica de la sonda, pasando de una cavidad cilíndrica a una elipsoidal, para aprovechar de forma más eficiente la luz perdida por las reflexiones en las paredes. La nueva cavidad utilizará una lente de inmersión con un alto índice de refracción para optimizar la recogida de luz por la fibra óptica, que la guía hacia el PMT.

Los resultados se presentarán de la siguiente manera: primero se describirán los pasos que fueron necesarios programar (en la herramienta de software matemático Matlab) la cavidad elipsoidal, con el objeto de estudiar la intensidad de luz recogida por la fibra óptica. Después, se mostrarán los resultados de la simulación y se discutirá cuál es la geometría más optima. En este Capítulo únicamente se mostrarán los resultados más relevantes de la simulación de la sonda cilíndrica para su comparación con la sonda elipsoidal, y los detalles de la simulación cilíndrica se pueden consultar en el [Apéndice A](#). Por último, se presentarán algunos análisis ópticos hechos sobre uno de los prototipos de la sonda elipsoidal.

4.5.1. Modelo de una sonda elipsoidal

Un elipsoide nos permite aprovechar su geometría para optimizar la colección de luz, pues la luz emitida en un punto cerca de uno de los focos y que llegue a las paredes será redirigida hacia el foco opuesto.

Supongamos un elipsoide en el que colocamos la pantalla luminiscente en uno de los focos y la fibra óptica en el foco puesto, con las dimensiones dadas en la [figura 4.9](#). Donde r_a es la longitud del semieje mayor, r_b es la longitud del semieje menor, r_{focus} es la distancia desde el centro del elipsoide a uno de los puntos focales y r_{ls} es el radio de la pantalla luminiscente. Para captar la máxima intensidad de luz se utiliza una lente de inmersión con un alto índice refracción, para maximizar la luz colectada por la fibra óptica, siendo r_{il} su radio de curvatura. Esta lente se coloca lo más cerca posible de la fibra óptica. La mejor opción comercial de la lente es una de (ZnS) con un índice de refracción de $n = 2.4$.

Como se pretende aprovechar el diseño actual de las pantallas luminiscentes, el elipsoide está restringido a un diámetro de 25 mm en el lugar donde se coloca la pantalla luminiscente; por lo tanto todo tipo de elipsoides que se mencionarán aquí tienen el mismo diámetro (en el plano XZ) que pasa por el foco.

Se consideraron 3 distancias del centro del elipsoide al foco (r_{focus}), lo que nos lleva a tener tres posibles geometrías para el elipsoide, ver [tabla 4.1](#). Los valores de las distancias características del elipsoide se calcularon resolviendo la ecuación (4.3), que por simetría cilíndrica se puede utilizar esta propiedad de las elipses; donde P es un punto en la elipse, F_1 y F_2 son los focos de la elipse, PF_1 y PF_2 son las distancias de los focos al punto P . Para satisfacer que el elipsoide siempre tenga el mismo diámetro (en el plano XZ), en la posición de la pantalla luminiscente, se toma el punto $P = r_{ls}$, por lo que se obtiene la ecuación (4.3.1) para calcular r_a y para calcular r_b se utiliza nuevamente la ecuación (4.3) pero tomando el punto $P = r_b$, obteniendo la ecuación (4.3.2).

$$PF_1 + PF_2 = 2r_a \quad (4.3)$$

$$r_{ls} + \sqrt{(2r_{focus})^2 + (r_{ls})^2} = 2r_a \quad (4.3.1)$$

$$\sqrt{(r_a)^2 - (r_{focus})^2} = r_b \quad (4.3.2)$$

Capítulo 4. Mejoras del detector de iones rápidos

r_{focus} (mm)	r_{ls} (mm)	r_{il} (mm)	r_a (mm)	r_b (mm)
20	12.5	12.5	27.2038	18.4404
30	12.5	12.5	36.8941	21.475
40	12.5	12.5	46.7353	24.1701

Tabla 4.1. *Valores de las dimensiones del elipsoide basado en el valor de r_{focus} .*

Figura 4.9. *Bosquejo de la sonda elipsoidal.*

Figura 4.10. *(a) Distribución angular de la intensidad de la pluma. (b) Forma de la pluma de emisión de luz, la escala de color indica el valor de intensidad normalizada a 1.*

Para simular la emisión de luz de la pantalla luminiscente se supone una **pluma de emisión** compuesta de vectores, $\mathbf{v}_i = (v_{x,i}, v_{y,i}, v_{z,i})$, donde el subíndice i se refiere al número de cada vector, que tienen una dirección y un valor asignado de intensidad. Cada vector se define por un punto inicial $\mathbf{p}_i = (p_{x,i}, p_{y,i}, p_{z,i})$ y otro punto $\mathbf{u}_i = (u_{x,i}, u_{y,i}, u_{z,i})$ que fija su dirección; inicialmente este punto \mathbf{p}_i se refiere al punto de origen de la pluma de emisión, y una constante t que conforma el vector (ver ecuación (4.4)). Se programan mil vectores, un número suficientemente grande para que si aumentamos el número de vectores no se vea un cambio en los resultados de las simulaciones. La forma de la intensidad de la pluma sigue la ley $\cos^2 \theta_p$ [98] (donde θ_p es el ángulo entre la normal al plano de la pantalla luminiscente y un vector de la pluma de emisión), ver figura 4.10 (a), y los vectores se distribuyen de forma aleatoria en toda la pluma, ver figura 4.10 (b). El punto de origen de la pluma se toma en la pantalla luminiscente, es decir a la altura de uno de los focos; y debido a la simetría cilíndrica únicamente se simularán los puntos de emisión sobre el eje X negativo, ver figura 4.9. Los puntos tomados para los cálculos numéricos, en el eje X negativo donde empieza la pluma de emisión de luz, serán $x = 0, -3, -6, -9$ y -12 , donde la unidad de distancia considerada está en milímetros (mm).

$$\begin{aligned} v_{x,i} &= p_{x0,i} + t u_{x,i} \\ v_{y,i} &= p_{y0,i} + t u_{y,i} \\ v_{z,i} &= p_{z0,i} + t u_{z,i} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Existen dos posibles direcciones para un vector que conforma la pluma de emisión: la primera es que se dirija a la pared del elipsoide y posteriormente a la lente de inmersión; y la segunda es que se dirija directamente a la lente. En ambos casos, después de pasar por la lente de inmersión puede o no llegar al área de colección de la fibra óptica. Para determinar si un vector intersecta la pared o la lente de inmersión, es necesario verificar primero si hay intersección entre el vector, ecuación (4.4), y la ecuación de la lente de inmersión, ecuación (4.5), que se considera como una semiesfera y tiene límites geométricos, en el eje Y, de $(r_{\text{focus}} - r_{\text{il}}, r_{\text{focus}})$; esto es debido a que la lente de inmersión tiene su centro en el segundo foco de la elipsoide. Si no hubiera intersección entre el vector y la lente de inmersión, entonces se pasa a calcular el punto de interacción entre el vector y la pared del elipsoide, es decir buscar la solución entre el vector, ecuación (4.4), y el elipsoide, ecuación (4.5); recordar que el centro del elipsoide está en $y = 0$.

$$(x)^2 + (y - r_{focus})^2 + (z)^2 = (r_{il})^2 \quad (4.5)$$

$$\frac{(x)^2}{r_b^2} + \frac{(y)^2}{r_a^2} + \frac{(z)^2}{r_b^2} = 1 \quad (4.6)$$

Cuando un vector intersecta la pared del elipsoide, el vector se trata como una **reflexión**, ver [figura 4.11](#). Para programar la reflexión se considera un punto arbitrario del espacio “**P**”, éste se toma como el punto (que corresponde a **p_i**) para formar un vector de la pluma de emisión; un eje arbitrario “AB” del espacio, que se toma como el vector normal a la superficie en donde un vector de la pluma intersecta la superficie del elipsoide y un ángulo θ_p , que es el ángulo de giro del punto “**P**” alrededor del eje “AB”, que para nuestro caso es de 180°. Entonces, si se quiere girar el punto “**P**” en θ_p radianes alrededor de un vector unitario “**n**” que pasa por el origen y es paralelo al eje “AB”, la ecuación que se utiliza es:

$$\mathbf{P}' = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}) * \mathbf{n} + \cos(\theta_p) * [\mathbf{P} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}) * \mathbf{n}] \pm \sin(\theta_p) * (\mathbf{n} \times \mathbf{P}) \quad (4.7)$$

donde el símbolo \pm del término $\sin(\theta_p)$ es debido a que el punto “**P**” puede girar en dos direcciones diferentes, ver [figura 4.11 \(a\)](#). Sin embargo, lo que se quiere es girar el punto “**P**” en θ_p radianes alrededor del propio eje “AB” y no respecto a un eje paralelo a “AB” que pase por el origen (siendo “**n**” el vector unitario que pasa por el origen y es paralelo a “AB”), la ecuación es:

$$\mathbf{P}' = \mathbf{A} + f(\mathbf{P} - \mathbf{A}) \quad (4.8)$$

donde f se define como:

$$f(\mathbf{P}) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}) * \mathbf{n} + \cos(\theta_p) * [\mathbf{P} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}) * \mathbf{n}] \pm \sin(\theta_p) * (\mathbf{n} \times \mathbf{P}) \quad (4.9)$$

es decir:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}' = \mathbf{A} + [\mathbf{n} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{A})] * \mathbf{n} + \cos(\theta_p) * [(\mathbf{P} - \mathbf{A}) - [\mathbf{n} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{A})] * \mathbf{n}] \\ \pm \sin(\theta_p) * (\mathbf{n} \times (\mathbf{P} - \mathbf{A})) \end{aligned} \quad (4.10)$$

La ecuación (4.10) es más general que la (4.7), porque sirve para girar alrededor de cualquier eje del espacio, incluso alrededor de uno que no pase por el origen, que es el caso que aquí se está tratando. En la [figura 4.11 \(b\)](#) se muestra un ejemplo de cómo se vería la reflexión de un vector de la pluma dentro del elipsoide.

Después de que el vector, debido a una reflexión, tenga una nueva dirección (**v_i'**), es necesario comprobar si hay o no intersección con la lente de inmersión, ya que sino el vector tendrá una reflexión en alguna otra parte de la pared y será necesario repetir el proceso de reflexión. En caso de que sí exista una intersección entre el vector reflectado, o bien un vector inicial (desde el inicio de la pluma de emisión), y la **lente de**

inmersión, entonces se introduce una nueva interacción. Ésta consiste en que el vector se verá refractado por la lente (ver figura 4.12) y el ángulo vendrá determinado por la ley de Snell [122], ver ecuación (4.11). Para calcular correctamente el ángulo de refracción es necesario obtener el plano tangente y la normal a la superficie a la semiesfera de la lente de inmersión.

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (4.11)$$

Figura 4.11. (a) Ejemplo de la aplicación de la ecuación (4.9), que gira en θ el punto P alrededor de la normal \mathbf{n} . (b) Esquema de cómo se vería la reflexión de un vector, dentro del elipsoide de $r_{\text{focus}} = 20 \text{ mm}$: se muestran el plano tangente y la normal al plano tangente, así como el ML, la lente de inmersión y la fibra óptica.

Figura 4.12. Ley de Snell, entre el vacío de la cámara del TJ-II ($n_1 \approx 1$) y la lente de inmersión ($n_2 = 2.4$).

Por último, se obtendrá un nuevo vector, “ \mathbf{v}_i ”, del que se tiene que encontrar su intersección con el plano XZ, restringido al interior del elipsoide, y verificar cuáles de

estos caen dentro de la fibra óptica. De esta forma se puede determinar la intensidad. Si éste es el caso, entonces se considera un vector válido y al final se toma la suma de las intensidades de todos los vectores que llegan a la fibra óptica. El *área de la fibra óptica* se programa simplemente como una restricción a los valores aceptados en el plano XZ, donde las coordenadas de la fibra óptica son: en el eje X de (-5, 5), y en el eje Z de (-4, 4).

Figure 4.13. *Evolución de la pluma a diferentes posiciones a lo largo del eje Y, para el elipsoide que corresponde a $r_{focus} = 20$ mm. El centro del elipsoide está en $y = 0$. Los colores de cada vector representan su intensidad asignada de forma aleatoria. En algunos gráficos se muestra un círculo de color cian, que representa la lente de inmersión. En el último gráfico se observan los vectores que caen dentro de la fibra óptica, la cual está representada por un rectángulo.*

Figure 4.14. *Intersección de la pluma de emisión y el plano XY a la altura de la fibra óptica, para las diferentes geometrías del elipsoide: (a) $r_{focus} = 20\text{ mm}$; (b) $r_{focus} = 30\text{ mm}$; (c) $r_{focus} = 40\text{ mm}$. El valor de x , el punto inicial de la pluma de emisión, está señalado para cada caso. Se visualizan los vectores detectados por la fibra óptica, representada por un rectángulo.*

4.5.2. Resultados numéricos de la sonda elipsoidal

Como se mencionó en el apartado 4.5.1, se consideraron 3 diferentes geometrías para el elipsoide, basadas en las distancias del centro del elipsoide a uno de los focos, r_{focus} . Para la pluma de emisión se programaron 5 puntos desde los que se inicia esta pluma, localizados en el eje X, en $x = 0, -3, -6, -9$ y -12 . En la figura 4.13 se muestra un ejemplo de la evolución de la pluma de emisión (para $x = -6$) para diferentes posiciones a lo largo del eje Y; los colores que se muestran corresponden a la intensidad asignada de forma aleatoria a cada vector, ver figura 10 (b). En la figura 4.14 se muestran las soluciones finales entre los vectores y el plano XY, a la altura del eje Y, donde se encuentra la fibra óptica, para las diferentes plumas de emisión consideradas. Aquí se puede apreciar que cuanto más alejada esté la pluma de emisión, del centro de la pantalla luminiscente, menos luz colecta la fibra óptica.

Un punto importante digno de mencionar es la pérdida de intensidad debido a las reflexiones en las paredes. Numéricamente un vector que conforma la pluma de emisión puede estar reflejándose de manera indefinida dentro de la cavidad, que configura la cabeza de la sonda luminiscente. Para evitar este tipo de soluciones, que lentifican la simulación, se limita el número de interacciones a un máximo de 10. En la figura 4.15 se muestra un ejemplo del número de interacciones entre todos los vectores y la pared, para el caso de $r_{\text{focus}} = 20$ mm y la pluma de emisión partiendo de $x = -6$. Si el contador de interacción es igual a cero, significa que ese vector llega directamente la lente de inmersión. Este ejemplo ilustra que la mayoría de los vectores requieren de una interacción con la pared y hasta un máximo de dos interacciones, para llegar a la fibra óptica. Es posible llegar a más interacciones, de hasta siete y ocho, cuando el punto de emisión de la pluma esta más cerca del borde de la pantalla luminiscente.

Suponiendo una pérdida de intensidad por cada interacción con la pared, se puede estimar una intensidad-total recogida por la fibra óptica. Para esto se supusieron diferentes porcentajes de pérdida: 0%, 10%, 20%, 30%, 40% y 50%. Este efecto influirá principalmente en la parte de la pluma con menor intensidad que desde el inicio está orientada hacia la pared. La figura 4.16 muestra las intensidades efectivas colectadas por la fibra óptica para cada geometría del elipsoide y para cada punto inicial de la pluma de emisión, observando que es cercana al 100 % cuando no hay pérdidas por reflexiones y cuando la pluma está cerca del centro de la pantalla luminiscente. Si está cerca del borde de la pantalla luminiscente, la intensidad recogida disminuye para las

tres geometrías. Sin embargo, la geometría correspondiente a $r_{\text{focus}} = 20$ mm es la óptima; en la [figura 4.16](#) se observa que la curva es ligeramente mayor para valores de $x = -6, -9$ y -12 mm.

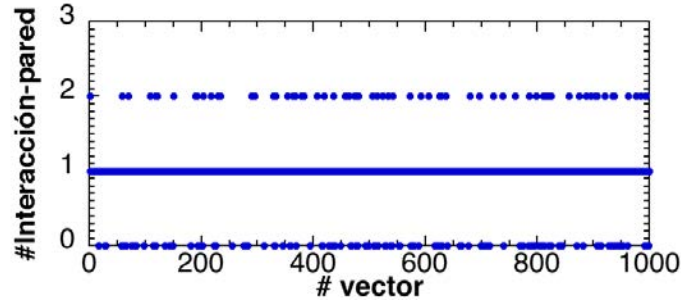


Figure 4.15. Número de interacciones entre todos los vectores y la pared del elipsoide, para el caso de $r_{\text{focus}} = 20$ mm y la pluma de emisión partiendo de $x = -6$ mm.

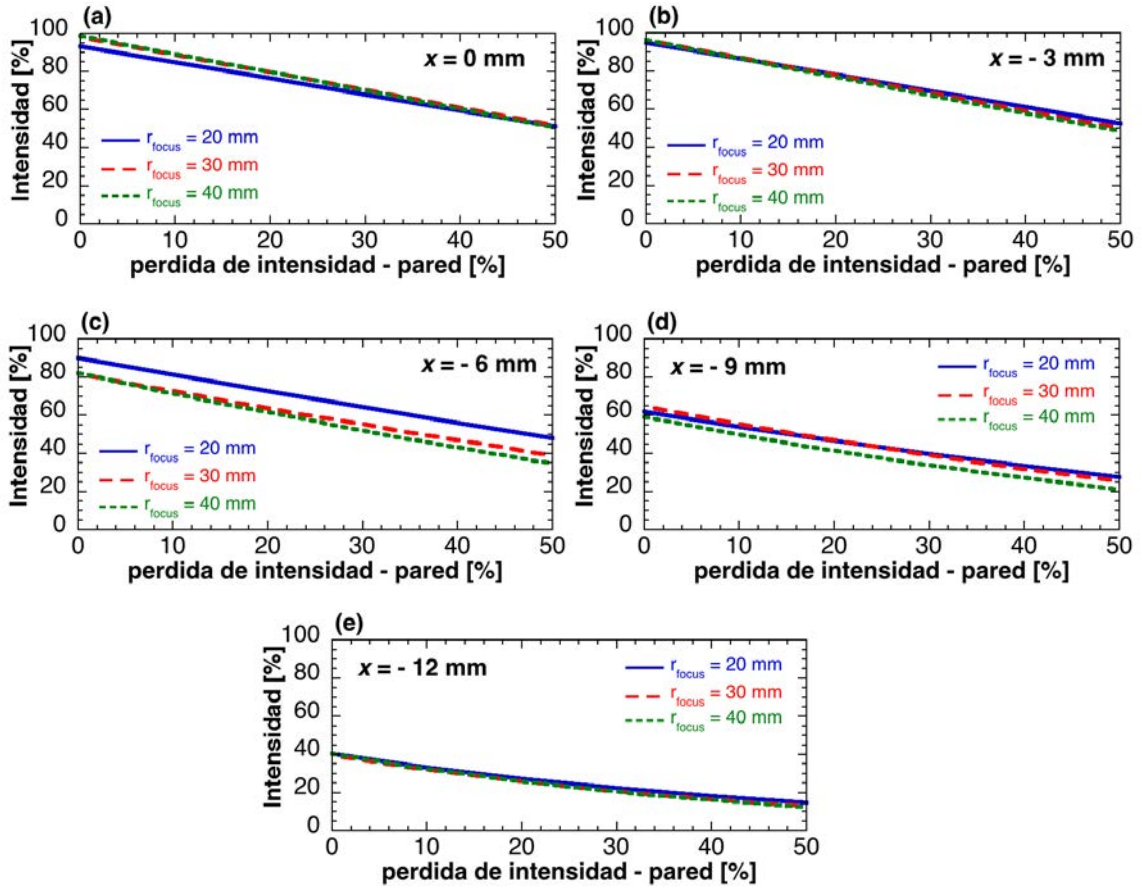


Figure 4.16. Intensidad captada por la fibra óptica para las diferentes geometrías ($r_{\text{focus}} = 20$ mm, $r_{\text{focus}} = 30$ mm y $r_{\text{focus}} = 40$ mm) y para diferentes puntos iniciales de la pluma de emisión: (a) $x = 0$ mm, (b) $x = -3$ mm, (c) $x = -6$ mm, (d) $x = -9$ mm, (e) $x = -12$ mm.

4.5.3. Comparación numérica entre una sonda cilíndrica y una sonda elipsoidal

Para el caso de la sonda cilíndrica únicamente se tiene una geometría, donde su simulación se describe en el [Apéndice A](#). Si comparamos la intensidad final medida de la cavidad elipsoidal, para el caso de $r_{\text{focus}} = 20$ mm de la [figura 4.13](#), y la cavidad cilíndrica, ver [figura A2](#), se puede observar que el número de vectores captados por la fibra óptica es mucho menor para el caso de la sonda cilíndrica. Además, la sonda cilíndrica tiende a tener muchos más vectores reflejados por las paredes, ver [figura A3](#), al sólo hacer reflexiones y no redirigir los vectores directamente hacia la zona donde se encuentra la fibra óptica. Se tiene que recordar que el código hace un corte en un máximo de 10 interacciones, es decir que un vector se descarta si tiene más de este número de interacciones con la pared, esto debido a que incluso se pueden llegar a tener cientos de reflexiones de un vector en esta geometría cilíndrica. Además, esto no influye apreciablemente en el resultado final porque son los vectores con menor intensidad los que tienden a tener más reflexiones, y si se considera un porcentaje de pérdida (aunque sea pequeño) de intensidad por cada interacción con la pared se obtendrá una contribución en la intensidad muy pequeña al final.

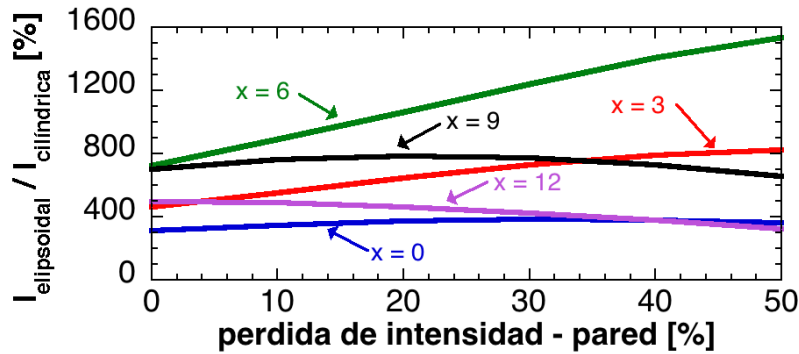


Figure 4.17. Relación porcentual ($I_{\text{elipsoidal}}/I_{\text{cilindrica}}$) de la intensidad capaz de ser medida por la fibra óptica, entre la sonda cilíndrica ($I_{\text{cilindrica}}$) y la elipsoidal ($I_{\text{elipsoidal}}$), para la geometría de $r_{\text{focus}} = 20$ mm.

Comparando los resultados porcentuales de intensidad captados por ambas geometrías, ver [figura 4.16](#) y [figura A4](#), queda claro que una sonda elipsoidal es capaz de recolectar varias veces más intensidad de luz que la cilíndrica, independientemente de la posición inicial de la pluma de emisión o el porcentaje de pérdida de intensidad debido a reflexiones. En la [figura 4.17](#) se muestra la relación porcentual de la cantidad

de intensidad entre la sonda cilíndrica ($I_{\text{cilíndrica}}$) y una de las geometrías de la sonda elipsoidal ($I_{\text{elipsoidal}}$), para la geometría de $r_{\text{focus}} = 20$ mm. Esta gran pérdida de intensidad en la geometría cilíndrica es en gran parte debido al número de reflexiones que tiene la pluma de emisión.

En estos resultados no se incluyeron pérdidas de intensidad debido a la absorción por parte de las lentes. Esto es debido a que, sin importar el número de reflexiones de los vectores de la pluma de emisión, todos los vectores tendrán que pasar de igual manera a través de las lentes. Así que esto se representaría únicamente como un factor de escala en los resultados finales, sin importar el porcentaje de intensidad absorbida por las lentes. Los porcentajes supuestos para la pérdida de intensidad, entre un vector de la pluma de emisión y la pared de la sonda, es especulativo ya que no es completamente posible saber cuanta intensidad se pierde debido a la interacción con la pared. Esto se debe a varias razones experimentales; el material que compone la sonda, el tipo de terminado/acabado de la superficie interna de la sonda, esto incluye imperfecciones en la superficie así como desigualdades de la misma, el tipo de luz que compone la pluma de emisión del material luminiscente, es decir que dependerá del tipo de material luminiscente, etc. Sin embargo, para intentar comprender como podrían afectar estas condiciones a la luz que pasa por la sonda elipsoidal, en la siguiente sección se muestran algunos resultados comparativos entre un prototipo de la sonda elipsoidal con diferentes acabados mecánicos, en el interior de la misma.

4.5.4. Construcción y evaluación de la sonda elipsoidal

Se fabricaron dos prototipos de la sonda elipsoidal, ambas con la geometría correspondiente a $r_{\text{focus}} = 20$ mm. La diferencia entre ambos prototipos está en el acabado de la superficie interna, uno de ellos la tiene tal como salió de la máquina numérica (*sonda sin pulir*) y al otro se le dio un tratamiento extra para dejar la superficie lo más uniforme posible (*sonda pulida*). En la [figura 4.18](#) se muestra una representación en 3D de un hemisferio de la sonda elipsoidal, y una fotografía de la cabeza de la sonda fabricada.

Para medir el comportamiento óptico de la cavidad elipsoidal se preparó un experimento, ver [figura 2.19](#), donde un diodo láser (650 nm, $\text{spot} = 0.5$ mm), ajustable vertical y angularmente ($\theta_{\text{láser}}$) sobre un eje fijo, se enfoca en diferentes puntos del

elipsoide. Después de su reflexión lo detecta un fotodiodo de diámetro de 25 mm, cuya respuesta es registrada con un voltímetro. También se mide la anchura del haz, r_{haz} .



Figure 4.18. *(izquierda) Representación en 3D de la sonda elipsoidal y (derecha) fotografía de la cabeza de la sonda elipsoidal.*

Figure 4.19. *Montaje experimental para la medición comparativa entre las sondas elipsoidales, y de la deformación del haz láser.*

El ángulo que puede girar el láser está limitado a $\approx 14^\circ$ y el haz láser no toca la pared elipsoidal hasta después de $\approx 8^\circ$. Los resultados de las intensidades medidas para la “sonda-pulida” con respecto al ángulo de giro, $\theta_{\text{láser}}$, se muestran en la [figura 4.20](#),

donde también se muestran las posiciones a las cuales el haz láser es enfocado en la superficie interna del elipsoide. Se obtiene que la intensidad del haz láser disminuye cuando $\theta_{\text{láser}}$ aumenta. Una vez que el haz láser es enfocado dentro de la sonda elipsoidal, el haz de salida se ve deformado. Esta deformación se mide directamente sobre una pantalla de color blanco. En la [figura 4.21](#) se muestran, de forma esquemática, las dimensiones de estas deformaciones, en donde la escala es de 1:1, en comparación con el fotodiodo, representado por el círculo de color negro.

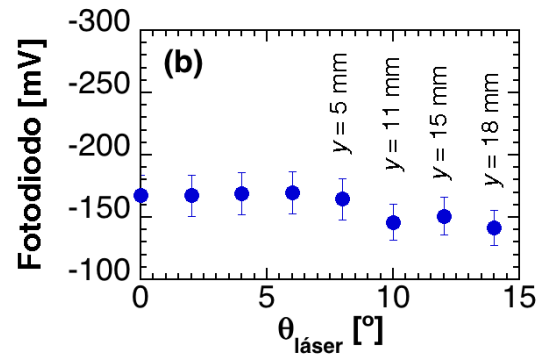


Figura 4.20. (a) Esquema de la sonda elipsoidal que muestra la posición a la cual es dirigido el haz láser. (b) Intensidad del haz, medido por el fotodiodo, a diferentes $\theta_{\text{láser}}$.

Figura 4.21. Deformación, en escala 1:1, del haz láser de salida, representada en color rojo, para la “sonda-pulida”; el círculo negro representa el fotodiodo.

Para el caso de la sonda-no pulida, no es posible medir la intensidad de salida directamente con el fotodiodo, debido a que la deformación del haz láser de salida es mucho mayor que el área del fotodiodo. En la [figura 4.22](#) se puede apreciar esta deformación con respecto al fotodiodo.

Figura 4.22. *Deformación, en escala 1:1, del haz láser de salida, representada en color rojo, para la “sonda-no pulida”; el círculo negro representa el fotodiodo.*

Para conocer la deformación de la imagen formada por el conjunto espejo elipsoidal y lente de inmersión, se simuló la pantalla luminiscente con una lámpara plana electroluminiscente, ver [figura 4.23 \(a\)](#), que lleva delante una lámina metálica de acero inoxidable con orificios de 1 mm, ver [figura 4.23 \(b\)](#). Para evitar reflexiones, debidas a la misma rejilla, se ennegreció con Aquadag, ver [figura 4.23 \(c\)](#). Al otro lado de la sonda elipsoidal, se colocó la lente de inmersión, seguida de una lente para enfocar la luz de salida en una cámara CCD (Princeton Instruments, modelo PIXIS 2KB), ver [figura 4.24](#).

(a)

(b)

(c)

Figura 4.23. *(a) Pantalla de luz, (b) rejilla interpuesta entre la pantalla de luz y el interior de la sonda elipsoidal, y (c) rejilla antes y después de recubrirla con Aquadag.*

Figura 4.24. *Esquema del montaje experimental para la detección de luz que pasa a través de la rejilla, para después ser colectada por la cámara CCD.*

En este experimento ambas sondas (pulida y no pulida) fueron colocadas en el montaje experimental. En la [figura 4.25](#) se muestra, para la “sonda-pulida”, como se observan claramente los puntos de emisión de luz de la rejilla en la cámara CCD. Para llevar a cabo el análisis de estas imágenes, se utiliza el esquema de la [figura 4.26](#), en donde se muestra el nombre asignado a cada uno de los puntos de emisión de luz en la rejilla. Para realizar un mejor análisis de las intensidades de cada punto de la rejilla se utiliza una segunda pantalla que cubre todos los puntos de luz menos uno; este punto se puede ir variando hasta barrer todos los puntos de emisión de luz. Los datos se analizaron utilizando MATLAB, donde podemos ver los datos como una matriz que representa los píxeles de la imagen. Se realizó la integral de las intensidades de cada punto, corrigiendo la intensidad de fondo tomado éste entre los píxeles (1:500 y 1:128).

Figura 4.25. *(a) Imagen de la rejilla registrada por la cámara CCD (10 ms), para la “sonda-pulida”. (b) La misma imagen, tras ser procesada utilizando MATLAB.*

Figura 4.26. *Esquema de la rejilla de emisión de luz con una escala de 2:1, y la forma para leer la rejilla en las imágenes tomadas por la cámara CCD.*

En la [figura 4.27](#) se muestran imágenes de cada punto sobre uno de los lados de rejilla (b0, b1, b2, b3 y b4), comparando ambas sondas elipsoidales. También se muestra la integral de la intensidad sobre el Pixel-Y (eje de píxeles en Y) versus el Pixel-X (eje de píxeles en X). Haciendo una integral de intensidad por área (sobre Pixel-X y Pixel-Y) para cada uno de los puntos de la rejilla, se obtiene la [figura 4.28](#) donde se muestran los resultados. El área que tiene cada punto de luz es de unos 10×10 píxeles². Se observa que la integral es muy semejante para ambas sondas, dentro del error experimental de la cámara CCD. Para el punto c4 no hay datos para ambas geometrías, esto posiblemente por algún error de la rejilla. Para los otros puntos en los extremos de la rejilla se observan 3 puntos de luz, para ambos elipsoides.

En la [figura 4.29](#) se muestra una imagen de estos puntos extras registrada por la cámara CCD, para el punto “b4” en la “sonda-pulida”. Que la cámara registre tres puntos de luz se puede atribuir a un efecto de reflexión sobre la pared de la sonda y la refracción debido a la lente de inmersión (recordar que este punto de luz está muy cerca del borde de la pantalla). Este efecto únicamente se podría apreciar si se utilizase la sonda para ver imágenes, y no para optimizar la recogida de luz, que es lo que enfatizamos aquí. Por otra parte, los resultados muestran que ambas sondas, pulida y no-pulida, son muy parecidas, lo que es importante para la construcción de otros prototipos: ya que el proceso del pulido implica mucho más tiempo en la fabricación de

sondas: y por lo tanto el acabado de la pared interior del elipsoide no tendrá un efecto severo sobre los resultados finales, cuando se utilice para medir intensidad de luz.

Figura 4.27. Resultados para una de las líneas de puntos de la rejilla: **(a)** punto b0, **(b)** punto b1, **(c)** punto b2, **(d)** punto b3, **(e)** punto b4. Se muestra la integral de la intensidad sobre el Pixel-Y (eje de pixeles en Y) versus el Pixel-X (eje de pixeles en X), para las sondas pulida y no-pulida. También se muestran imágenes de cada punto.

Por último, se tiene que mencionar que se corrieron simulaciones donde se hicieron algunas variaciones de las sondas cilíndricas y elipsoidal, diferentes a las presentadas en este Capítulo. Estas variaciones incluyeron: a) *Sonda cilíndrica*: con lente de focalización y lente de inmersión; sólo con lente de inmersión; sin lentes y b) *Sonda elipsoidal*: sin lente de inmersión; con lente de focalización y lente de inmersión.

Sin embargo, todas estas simulaciones mostraron peores resultados que las presentadas en este Capítulo, al comparar la intensidad adquirida por la fibra óptica y por ello no se incluyeron en los resultados.

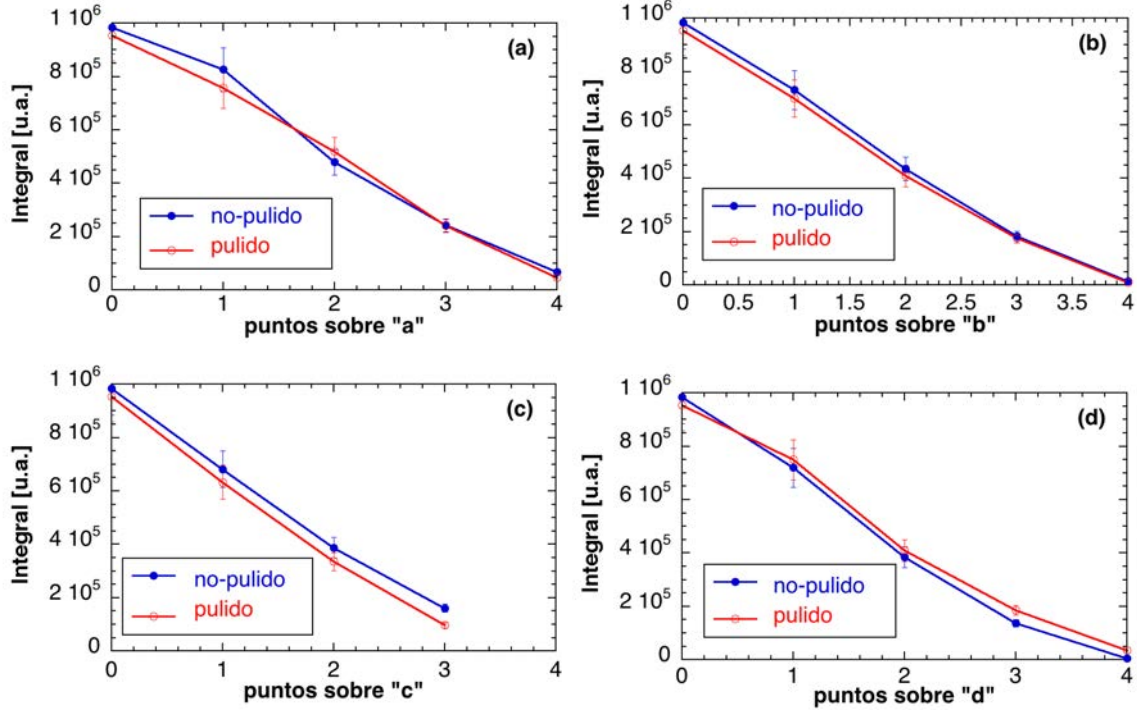


Figura 4.28. Integral de intensidad por área (sobre Pixel-X y Pixel-Y) para cada uno de los puntos de la rejilla: (a) puntos sobre "a", (b) puntos sobre "b", (c) puntos sobre "c", (d) puntos sobre "d".

Figura 4.29. Tres puntos de luz, para el caso del punto "b4" de la "sonda-pulida".

4.6. CONCLUSIONES

El DIR que ha estado en operación desde la campaña de 2007 hasta el otoño de 2015 ha utilizado una pantalla luminiscente de TG-Green. En ese largo periodo se han tomado

datos en una amplia variedad de escenarios del TJ-II. El DIR inicialmente empezó adquiriendo datos a una velocidad de 1.25 MHz. Con esta velocidad de adquisición se ha estudiado la población de iones rápidos en la fase de NBI del TJ-II, e incluso se ha podido observar una población de menor energía en la fase de ECRH. Algunos de estos datos, análisis y resultados se verán con más detalle en el [Capítulo 5](#).

Una de las mejoras relevantes del DIR ha sido, junto con la sustitución del ML, la mejora sustancial en la velocidad de adquisición de datos. El sistema de adquisición se cambió a principios del año 2016 por otro capaz de llegar a 1 GHz. Con este nuevo sistema se han podido observar fenómenos físicos que ocurren en el plasma en tiempos de microsegundos y que afectan a la población de iones rápidos del plasma. Esto se mostrará y se discutirá con más detalle en el [Capítulo 6](#).

Por otro lado, el diseño teórico de la sonda elipsoidal, para ser usada en sustitución de la sonda cilíndrica del detector de iones rápidos, parece ser muy prometedor. De la comparación de las simulaciones (ver [figura 4.17](#)) entre la sonda cilíndrica y la sonda elipsoidal se obtiene una ganancia en la intensidad detectada de alrededor de entre 2 y 3 veces para puntos de emisión cerca del centro y en el borde de la pantalla luminiscente, y entre 7 y hasta 12 veces para puntos de emisión intermedios entre en centro y el borde de la pantalla luminiscente. Sin embargo, cuando se sustituyó el TG-Green por el YAP:Ce₇ en la sonda cilíndrica y se utilizó el nuevo sistema de adquisición de alta velocidad, se observó que la señal de salida era muy alta, e incluso fue necesario bajar la ganancia del PMT, para evitar saturación de la señal. Por esta razón, se decidió no cambiar la cabeza del detector, y si en algún momento se tomara la decisión de sustituir la sonda cilíndrica por la sonda elipsoidal, entonces sería necesario utilizar una atenuación mayor de la señal para adaptarla al rango del digitalizador rápido.

Capítulo 5

ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS EN PLASMAS CALENTADOS POR MICROONDAS

En este Capítulo se mostrarán resultados del DIR en plasmas generados por calentamiento de ECRH, utilizando el material luminiscente TG-Green y una adquisición de datos a una velocidad de digitalización de 1.25 MHz. Se investiga el comportamiento de la población de los iones supratérmicos con la potencia de calentamiento, su comportamiento temporal en modulación a baja frecuencia del ECRH y la influencia sobre los iones supratérmicos de un barrido dinámico de la configuración magnética. Finalmente, se presentará la observación de resonancias en la función de distribución de energías, cuando se calienta el plasma con dos girotrones, y se discutirá como podría ser debida a la superposición de la radiación dispersa de los girotrones que produce resonancias a las frecuencias ciclotrónicas de los iones.

5.1. RESULTADOS OBTENIDOS EN PLASMAS GENERADOS POR ECRH

La observación de una población de iones supratérmicos en plasmas ECRH del TJ-II se ha reportado anteriormente [109]. En efecto, hay distintos procesos físicos por medio de los cuales sería posible generar iones supratérmicos, procesos que han sido corroborados por experimentos en algunos casos, y que se han discutido en trabajos anteriores [109,123]. Los procesos que se han encontrado más relevantes para generar

iones supratérmicos son: 1) Inestabilidades paramétricas de decaimiento, 2) Fenómenos de reconexión magnética, y 3) Generación de ondas ciclotrónicas de iones, con frecuencias de decenas de MHz, producidas por la mezcla de ondas ECR de los dos girotrones. Este último mecanismo no se ha considerado hasta ahora; sin embargo, podría ser un mecanismo interesante para calentar los iones directamente, con girotrones de frecuencia controlable con diferencias de frecuencia coincidentes con las frecuencias ciclotrónicas de los iones. Pero actualmente el TJ-II no tiene diagnósticos de RF capaces de medir *in situ* y dentro del plasma estas ondas capaces de resonar con los iones y calentarlos. Por lo tanto, el comportamiento de la componente supratérmica (temperatura, población, etc.) puede considerarse como guía o al menos arrojar alguna luz sobre cuál podría ser el mecanismo dominante responsable de ellos.

Se ha realizado un conjunto de experimentos, los cuales se presentan en este Capítulo, para explorar si los iones supratérmicos observados en el TJ-II pueden ser producidos por cualquiera de los mecanismos antes mencionados. Los plasmas en el TJ-II pueden ser generados con diferentes configuraciones de sus dos girotrones como distintos niveles de potencia en ambos girotrones, diferente enfoque poloidal, modulación de un girotrón hasta 10 kHz o variación de sus n_{parallel} . Aquí n_{parallel} es el índice de refracción paralelo ($n_{\text{parallel}} = (c/\omega|\mathbf{B}|)\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}$), que se define como el ángulo entre el campo magnético toroidal \mathbf{B} y el vector de onda \mathbf{k} de las microondas del calentamiento ECRH [124]. Teniendo en cuenta todas las posibles variaciones de los girotrones, se ha seleccionado un conjunto de parámetros para estudiar el impacto del ECRH en la población de iones supratérmicos.

5.2. INFLUENCIA DEL NIVEL DE POTENCIA DE ECRH SOBRE LA POBLACIÓN DE IONES SUPRATÉRMICOS

En este apartado, se presenta el comportamiento empírico de las propiedades de los iones supratérmicos, al variar la potencia de ECRH (P_{ECRH}) mientras se fijan los otros parámetros del experimento. Se analizan varias descargas, para ilustrar la influencia de P_{ECRH} bajo dos escenarios: 1) usando solamente el girotrón-1 del TJ-II para calentar el plasma y 2) utilizando los dos girotrones del TJ-II de forma simultánea. Todas las descargas de plasma analizadas tienen una densidad electrónica media de línea que varía entre $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ hasta $0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. La posición de focalización de los girotrones (ρ_1

para el girotrón-1 y ρ_2 para el girotrón-2), explicado en el apartado 1.4.2, depende de los espejos internos para cambiar la zona de focalización. En la figura 5.1 se muestran los puntos de focalización teóricos (como se observaría en la configuración magnética de $\tau_0 = 1.55$) a los cuales pueden ser dirigidos los girotrones.

Figura 5.1. *Ángulos teóricos para el calentamiento ECRH (como se vería en la configuración magnética de $\tau_0 = 1.55$). Están marcadas las posiciones de focalización posibles de ambos girotrones.*

Para el primer experimento, el plasma se genera solamente con el girotrón-1 y con una configuración magnética fija con transformada rotacional de $\tau_0 = 1.55$, pero con diferentes niveles de $P_{\text{ECRH } 1}$ (190 kW, 230 kW and 250 kW), posiciones de focalización ρ_1 (0, 0.26 y 0.46) and $n_{\text{parallel-1}}$ (0, 0.30 y 0.57). El primer comportamiento observado, para todos los casos estudiados aquí, es que existe una correlación entre las características de iones supratérmicos T_{sp} , $J_{\text{partículas}}$ y $J_{\text{energía}}$ y la fuente de calentamiento.

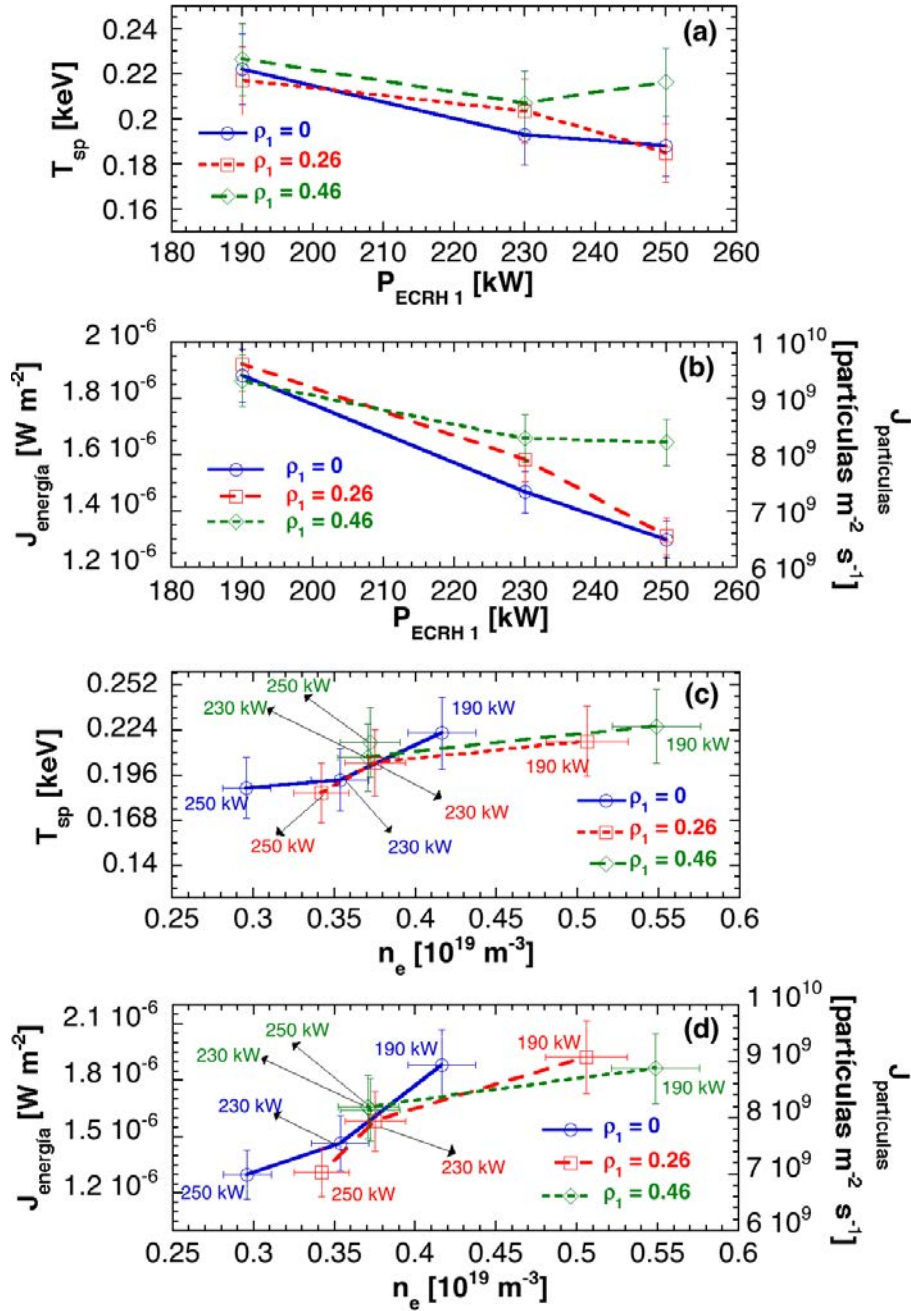


Figura 5.2. Resultados experimentales con el girotron-1, utilizando diferentes niveles de P_{ECRH1} y diferentes puntos de enfoque (ρ_1). **(a)** T_{sp} versus P_{ECRH1} . **(b)** Flujos ($J_{particulas}$ y $J_{energia}$) versus P_{ECRH1} . **(c)** T_{sp} versus n_e , donde se destaca el nivel de P_{ECRH1} para cada ρ_1 . **(d)** Flujos versus n_e , donde los niveles de P_{ECRH1} se destacan para cada ρ_1 .

En la [figura 5.2](#) se muestra el valor medio de los resultados obtenidos en varias descargas, para diferentes esquemas de calentamiento ECRH (potencia y posición de enfoque) usando únicamente el girotrón-1, donde las barras de error corresponden a la desviación estándar de los resultados obtenidos. En la [figura 5.2 \(a\)](#) se muestra el

comportamiento de T_{sp} con respecto a la potencia del girotron-1 ($P_{ECRH\ 1}$), y la [figura 5.2 \(b\)](#) se representa el comportamiento de ambos flujos versus $P_{ECRH\ 1}$, notándose que el comportamiento de ambos flujos es similar. Es necesario remarcar que tanto T_{sp} , como los flujos, tienden a disminuir al aumentar potencia de ECRH. Por otra parte, la variación de T_{sp} versus n_e ([figura 5.2 \(c\)](#)) tiene errores lo suficientemente grandes como para enmascarar su posible influencia. Aunque, ambos flujos muestran un modesto incremento con n_e , [figura 5.2 \(d\)](#), para cada posición del girotron-1. Sin embargo, dado que el último resultado depende directamente de la posición del girotron-1, es decir, es posible alcanzar los mismos valores de flujos con diferentes valores de n_e solamente cambiando la posición del girotron-1. Esto sugiere que tanto T_{sp} como los flujos tienen una mayor dependencia del calentamiento ECRH que del valor de n_e . Este comportamiento se observa sólo cuando el calentamiento tiene lugar con un único girotrón; sin embargo, se observa un comportamiento diferente al calentar con dos girotrones, como se discutirá a continuación.

En el segundo experimento el plasma es generado con ambos girotrones de forma simultánea, con una configuración magnética fija con una transformada rotacional de $t_0 = 1.55$, y las mismas posiciones de focalización en radio menor normalizado (misma posición de focalización $\rho_1 = \rho_2 = 0.20$), $P_{ECRH\ 2}$ (250 kW) fija y $P_{ECRH\ 1}$ a diferentes niveles. En la [figura 5.3](#) se muestran los resultados promediados de varias descargas para diferentes valores de la potencia total (suma de los dos girotrones), y donde las barras de error corresponden a la desviación estándar de los datos. En la [figura 5.3 \(a\)](#) se muestra el comportamiento de T_{sp} con la potencia total de calentamiento ($P_{ECRH\ 1} + P_{ECRH\ 2} \equiv P_{ECRH\ 1+2}$) y en la [figura 5.3 \(b\)](#) se muestra el comportamiento de ambos flujos también versus la potencia total de ECRH. En contraste con los plasmas generados con un único girotrón, los generados con ambos girotrones simultáneamente presentan un aumento de T_{sp} y del flujo de pérdida de energía ($J_{energía}$) con la potencia de ECRH. Además, los valores de T_{sp} son claramente superiores a los obtenidos cuando se utiliza un único girotrón. Sin embargo, no hay un cambio apreciable en el flujo de pérdida de partículas ($J_{partículas}$). Esta diferencia entre flujos de partículas y energía, se puede entender porque al aumentar los niveles de potencia de ECRH las distribuciones de los iones supratérmicos se desplazan a energías más altas, lo que implicaría un aumento directo en la pérdida de energía ($J_{energía}$), pero no necesariamente en el número de partículas perdidas. Por otro lado, conviene resaltar que los resultados de T_{sp} y ambos

flujos no parecen tener ninguna dependencia con n_e , véase las figuras 5.3 (c) y (d). Este último experimento favorece la idea de que un posible efecto heterodino entre ambos girotrones, con una diferencia de frecuencia de unas pocas decenas de MHz, del orden de la frecuencia ciclotrónica de los iones, podría ser un mecanismo para explicar los efectos sinérgicos observados al operar simultáneamente ambos girotrones.

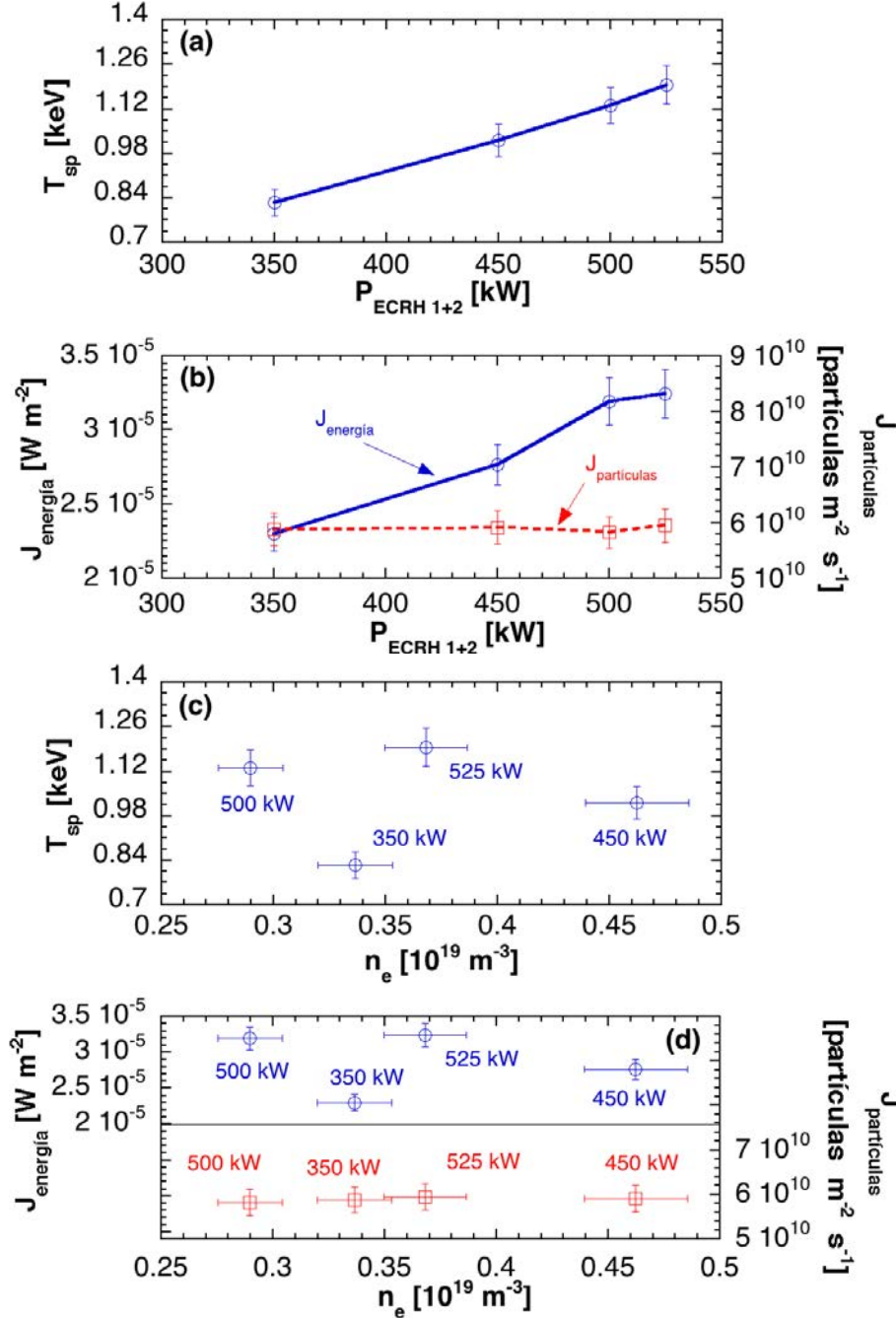


Figura 5.3. Resultados experimentales obtenidos con dos girotrones a diferentes potencias totales de calentamiento. (a) T_{sp} versus $P_{ECRH\ 1+2}$. (b) Flujos versus $P_{ECRH\ 1+2}$. (c) T_{sp} versus n_e , a las diferentes potencias indicadas. (d) Flujos versus n_e , se marcan los niveles de $P_{ECRH\ 1+2}$.

Este último resultado sugiere de nuevo una clara relación entre el calentamiento ECRH y las propiedades de la población de iones supratérmicos. Estos resultados sugieren que existe un mecanismo nuevo de generación y calentamiento de los supratérmicos que podría ser debido a procesos que necesiten un determinado umbral de potencia para producirse. Uno de los posibles serían las *Parametric Decay Instabilities* (PDI) capaces de generar ondas a la frecuencia ciclotrónica de los iones, documentadas en varios experimentos. Otra opción sería el calentamiento por reconexión magnética dentro del plasma. Aunque otra alternativa podría ser que la radiación de microondas de fondo procedente de ambos girotrones, que no se absorbe en primer paso, pueda generar ondas por un efecto heterodino en el rango de las decenas de MHz, capaces también de generar y calentar estos iones.

Aunque se desconoce el mecanismo específico responsable para generar la población de iones supratérmicos, se realizó un experimento para obtener más información sobre la interacción entre ellos, la fuente de calentamiento y el plasma. Este consistió en generar un plasma por calentamiento modulado de baja frecuencia de uno de los girotrones (10 Hz). La intención era extraer información sobre el comportamiento temporal de la población de iones supratérmicos, con el fin de arrojar alguna luz sobre su calentamiento, confinamiento y pérdidas. Los resultados se mostrarán en el [apartado 5.3](#).

5.3. COMPORTAMIENTO DE LA POBLACION DE IONES SUPRATÉRMICOS BAJO UNA MODULACIÓN *ON/OFF* DEL CALENTAMIENTO DE ECRH

Con el fin de obtener más información sobre la población de iones supratérmicos, se realiza un experimento de modulación lenta de la potencia de uno de los girotrones, para estudiar la evolución temporal de dicha población y su comportamiento con respecto a otras propiedades del plasma. Para ello, el girotron-1 es operado con $P_{\text{ECRH } 1} = 250 \text{ kW}$ a lo largo de toda la descarga en diferentes posiciones de focalización (ρ_1). El segundo girotrón ($P_{\text{ECRH } 2} = 200 \text{ kW}$) es modulado a plena potencia a 10 Hz (el girotron-2 está encendido durante 50 ms y apagado durante 50 ms para una descarga que dura típicamente 300 ms). La potencia del girotron-2 se focaliza a distintos radios.

El comportamiento de algunos de los diagnósticos básicos durante una descarga modulada como la # 31512, se muestra en la [figura 5.4 \(a\)](#). Todas las trazas muestran

claramente el efecto de la modulación de la potencia, aunque sus variaciones con la potencia dependen del diagnóstico. Por ejemplo, la señal de emisión de ciclotrónica de los electrones (ECE) aumenta con la potencia de ECRH, mientras que la densidad disminuye con ella. Los efectos de la modulación del ECRH sobre los pulsos de iones detectados en el DIR son claramente visibles en la [figura 5.4 \(b\)](#), donde se comparan con la señal de rayos X blandos (*soft X-rays*, SXR).

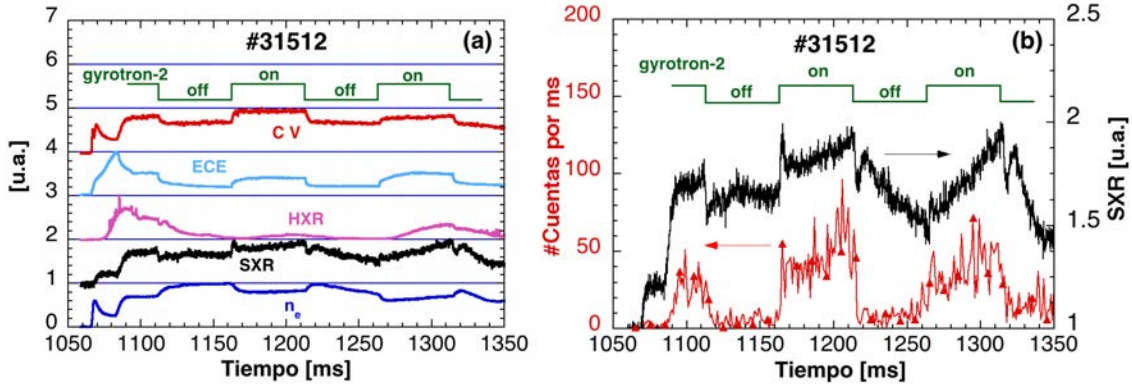


Figure 5.4. Trazas de varios diagnósticos estándar para la descarga #31512 calentada así: potencia del girotrón-1 fija y del girotrón-2 modulada a 10 Hz: a) las trazas son, emisión de la línea del CV (227.1 nm, rojo), emisión ciclotrónica electrónica (ECE, cian), rayos X duros (HXR, rosa), rayos X blandos (SXR, negro), y la densidad electrónica media de línea (n_e , azul). (b) Cuentas de iones por milisegundo comparada con la señal SXR.

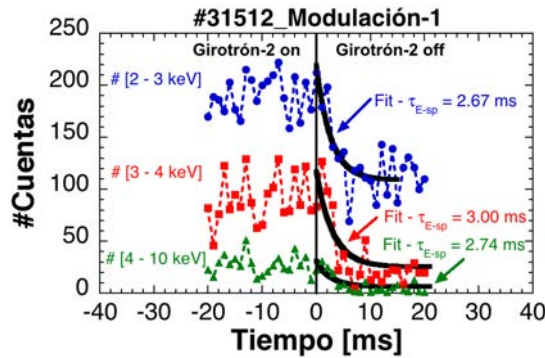


Figura 5.5. Trazas del número de cuentas debidas a iones (#Cuentas), en diferentes intervalos de energía, para el primer pulso de modulación de la descarga # 31512 ($\rho_1 = 0$, $\rho_2 = 0.33$). El tiempo de la modulación se desplazó para coincidir con el tiempo igual a cero, el tiempo negativo corresponde a la fase cuando ambos girotrones están encendidos y en el tiempo igual a cero el girotrón-2 es apagado. Las líneas negras continuas son ajustes exponenciales para determinar el tiempo de decaimiento de los iones supratérmicos.

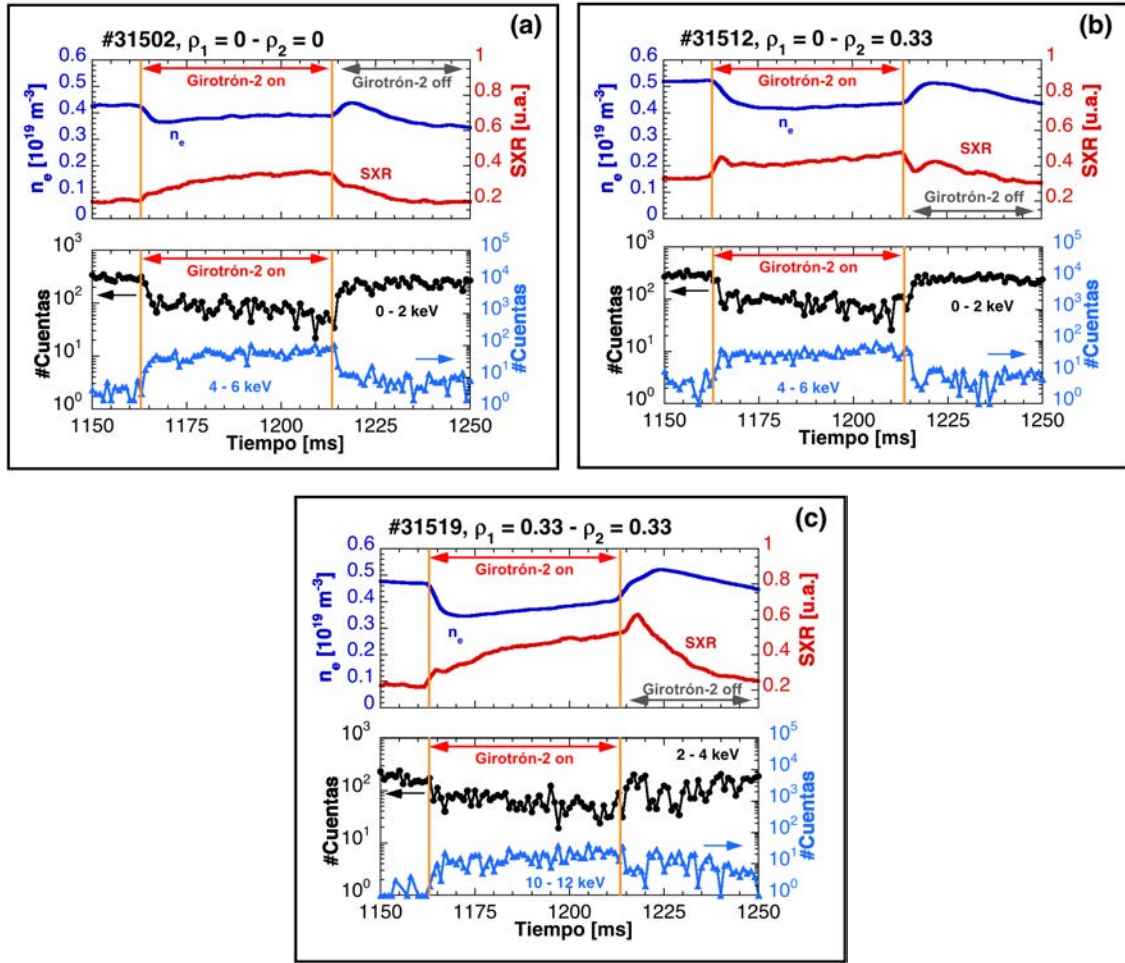


Figura 5.6. Descargas ((a) #31502, (b) #31512 y (c) #31519) que ejemplifican las diferentes configuraciones de los girotrones ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0$, $\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0.33$ y $\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$, respectivamente). (Arriba) Trazas de los monitores durante la segunda modulación: n_e (azul) y SXR (rojo); (Abajo) número de cuentas iónicas (#Cuentas) por ms, separadas en diferentes intervalos de energía: puntos negros, ●, entre 0-2 keV en todas las descargas y triángulos azules, ▲, entre 4 - 6 keV para #31502 y #31512, y entre 10 - 12 keV para #31519.

Se observa que el comportamiento del número de cuentas de iones por intervalo de tiempo es comparable al comportamiento de la señal de rayos X (SXR) (su filtro le hace sensible sólo a fotones con energía ≥ 2 keV [125]). Esta señal SXR muestra un tiempo de subida muy similar al tiempo de subida de la potencia de calentamiento (cuando se activa el girotron-2). Estas observaciones de la modulación tanto de trazas de electrones como de iones sugieren un acoplamiento directo entre la potencia de ECRH y ambos tipos de partículas energéticas, ya que no parece razonable que el acoplamiento colisional electrón-ión sea lo suficientemente rápido a estas densidades como para poder

explicar el calentamiento por electrones de los iones supratérmicos.

Para las descargas analizadas aquí se midió el tiempo de decaimiento del número de cuentas de iones medido por el DIR al apagar el segundo girotrón, realizando un ajuste exponencial con una constante de decaimiento τ_{E-sp} . Se agrupó el número de cuentas en diferentes intervalos de energía como se muestra en la [figura 5.5](#). El tiempo de decaimiento que se obtiene es muy corto (< 4 ms) para todas las energías de los iones supratérmicos, en contraste con el tiempo debido a las colisiones [126,127], que también depende de la energía de los iones supratérmicos (por ejemplo teniendo iones con energías de 2 keV, $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, el tiempo de re-termalización sería de unos 10 ms). Por lo tanto, el acoplamiento colisional electrón-ión no puede ser el mecanismo dominante. Sin embargo, se pueden considerar otras interacciones entre los iones supratérmicos y el plasma, de tal manera que sea posible observar estos tiempos tan rápidos que se miden, como veremos en el siguiente apartado.

Otro resultado interesante de este experimento, donde se modula la potencia de calentamiento, es que el comportamiento temporal de la población de iones supratérmicos depende de la posición radial en la que se focalizan los girotrones. En la [figura 5.6](#) se muestra el comportamiento temporal del número de cuentas iónicas para tres descargas con posiciones radiales distintas de los girotrones: #31502 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0$), #31512 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0.33$), #31519 ($\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$). Como referencia se muestran las trazas de densidad, n_e , y de rayos X, SXR, para cada descarga. Para los dos primeros casos ([figuras 5.6 \(a\) y \(b\)](#)), la población predominante de iones supratérmicos tiene baja energía (1 - 4 keV), pero cuando el girotrón-2 se enciende la población de iones de baja energía disminuye y la población de iones de mayor energía (4 - 8 keV) aumenta. En el tercer caso, ver [figura 5.6 \(c\)](#), la energía de la población predominante inicial está ligeramente por arriba de la de los otros casos (2 - 6 keV), pero cuando se activa el girotrón-2, el DIR detecta iones supratérmicos con energías de hasta 14 keV. Este comportamiento también queda reflejado en las propiedades de la población de iones supratérmicos como T_{sp} , $J_{partículas}$ y $J_{energía}$ (véase la [figura 5.7](#)). Además, la [figura 5.7 \(a\)](#) muestra T_{sp} y las [figuras 5.7 \(b\) y \(c\)](#) muestran los flujos (en el intervalo de energía de 1 keV a 30 keV) que son bastante similares en los dos primeros casos. Por otra parte, el tercer caso ($\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$) muestra T_{sp} es considerablemente más alto que para los otros dos casos; y la curva de $J_{energía}$ muestra que la pérdida de energía debido a iones supratérmicos es también más alta. Aunque hay un incremento de la

población de iones supratérmicos que se produce durante la modulación pulsada del girotrón 2 (encendida), la energía total de esa componente disminuye cuando sólo hay un girotrón.

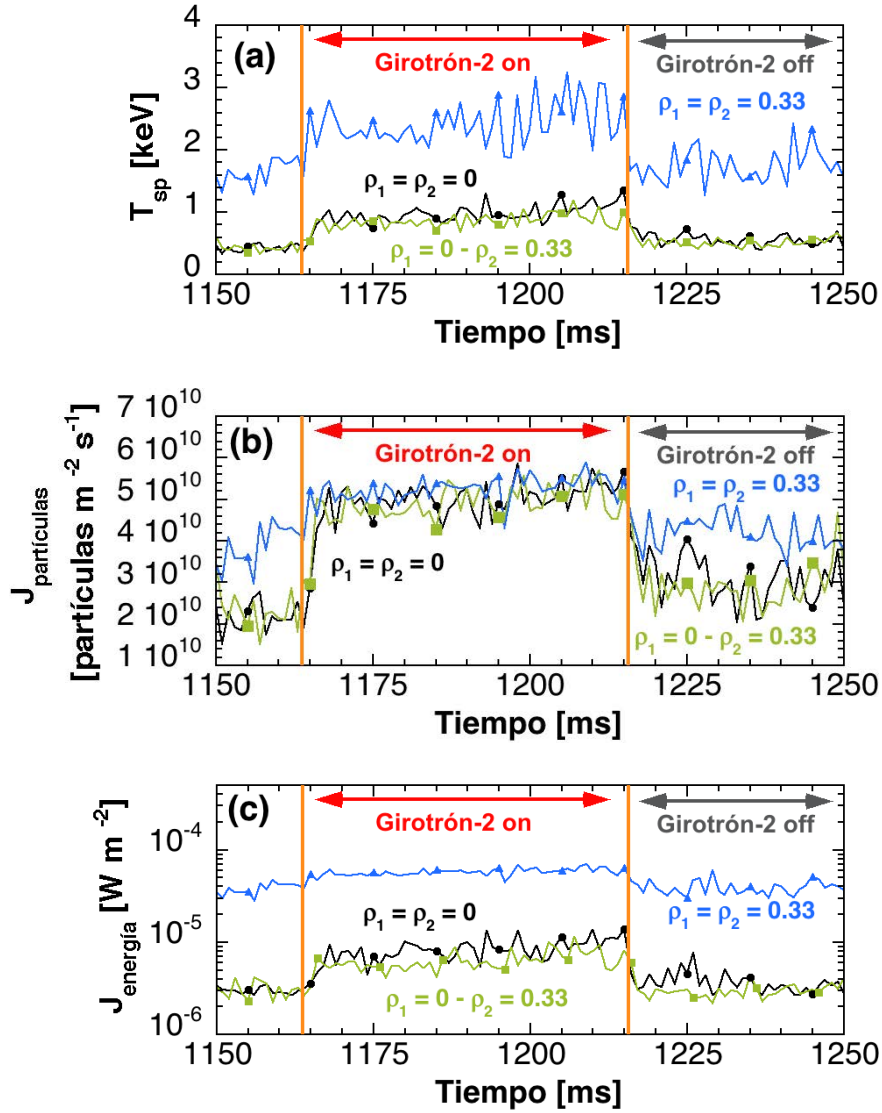


Figura 5.7. Trazas para un ciclo de la modulación ECRH: (a) T_{sp} , (b) $J_{partículas}$ y (c) $J_{energía}$. Para diferentes descargas; # 31502 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0$, línea negra con punto negro, ●), # 31512 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0.33$, línea verde y rectángulo verde, ■) y # 31519 ($\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$, línea azul y triángulo azul, ▲).

La modulación ECRH permite estudiar el comportamiento de iones supratérmicos, y los resultados muestran claramente que existe una relación entre ciertas características de los iones supratérmicos (T_{sp} , $J_{partículas}$ y $J_{energía}$) y el ECRH. En este caso, el tiempo tan rápido de decaimiento τ_{E-sp} observado podría deberse a una

degradación del confinamiento relacionada con la potencia de ECRH, tal como la exhiben otros componentes del plasma (electrones, iones, etc.), junto con su interacción con otros componentes del plasma. La población de iones supratérmicos puede describirse en términos de su propia interacción con los otros componentes del plasma: protones térmicos e impurezas, intercambio de carga con neutros, aún cuando se desconozca el mecanismo físico de su generación. Esto se explica mejor en el [apartado 5.4](#), donde se utiliza un balance de potencia para ayudar a entender y explicar los resultados experimentales.

5.4. BALANCE DE POTENCIA DE DIMENSIÓN CERO

El objetivo de este apartado es arrojar alguna luz sobre la interacción entre los iones supratérmicos y los componentes del plasma mediante el uso de un modelo cero-dimensional. La evolución temporal de la temperatura de los iones supratérmicos en un plasma se puede analizar a través de una ecuación de balance de potencia, donde la potencia ganada y perdida puede ser representada por términos fuentes y sumideros. Se asume que el plasma está compuesto por electrones con densidad y temperatura (n_e , T_e), protones (n_p , T_p), neutros (n_0 , T_0) y una población de iones supratérmicos (n_{sp} , T_{sp}). El modelo ignora el balance de potencia con los electrones. Todos los datos se deducen, en la medida de lo posible, de los valores experimentales del plasma generado por la modulación ECRH del último apartado. El modelo permite quitar o poner cada término (mecanismo) de calentamiento o enfriamiento, pudiéndose ver fácilmente como influye cada uno de ellos en los resultados finales. En plasmas de baja densidad, como los generados por ECRH en el TJ-II, son importantes las pérdidas de calor debidas a procesos de intercambio de carga con hidrógeno neutro (H^0). Por esta razón también se incluye un término Q_{cx} , que refleja las pérdidas por intercambio de carga por unidad de volumen [\[128\]](#). Por lo tanto, la evolución temporal de la temperatura de los iones supratérmicos viene dada por:

$$\frac{3}{2} \frac{dn_{sp}T_{sp}}{dt} = n_{sp}Q_{ECRH} - n_{sp}Q_{sp-p} - n_{sp}Q_{cx} - \frac{3}{2} \frac{n_{sp}T_{sp}}{\tau_{E-sp}} \quad (5.1)$$

donde el término Q_{ECRH} corresponde a la potencia transferida a los iones supratérmicos durante la fase de ECRH, aunque el mecanismo detallado es desconocido. Se define $Q_{\alpha\beta}$ como la energía media transferida por segundo de la partícula α a la partícula β (aquí α y β sólo simbolizan diferentes componentes del plasma) a través de colisiones. De esta

manera, se incluye un término sumidero relacionado con la transferencia de calor a través de colisiones (Q_{sp-p}) entre la población de alta energía (sp) y los protones (p), la cual está dada por la ecuación (5.2), y de igual manera se puede definir un término de intercambio de carga (Q_{cx}), dada por la ecuación (5.3). El último término de la ecuación (5.1) corresponde al término de des-confinamiento de la energía de los iones supratérmicos y τ_{E-sp} es el tiempo de des-confinamiento, el cual se toma como el tiempo obtenido del experimento de modulación de P_{ECRH} en el apartado anterior, véase la figura 5.5.

$$Q_{sp-p} = \frac{3}{2} \frac{(T_{sp} - T_p)}{\tau_{sp-p}} \quad (5.2)$$

$$Q_{cx} = \frac{3}{2} \frac{(T_{sp} - T_0)}{\tau_{sp-0}} \quad (5.3)$$

donde los tiempos característicos de termalización y de intercambio de carga son:

$$\tau_{sp-p} = 4.91 \cdot 10^5 \frac{(T_{sp} + T_p)^{3/2}}{n_p} \quad (5.4)$$

$$\tau_{sp-0} = (<\sigma v>_{cx} n_0)^{-1} \quad (5.5)$$

En este caso, se supone que $n_p = n_e$, donde n_e se toma como la densidad electrónica media de línea del plasma; $<\sigma v>_{cx}$ es *rate coefficient* de intercambio de carga [129], donde este término se calculó bajo el supuesto de que $T_0 = 100$ eV [109], es decir, igual que T_p . Cuando la ecuación (5.1) se aplica a las fases estacionarias durante la modulación, la derivada del lado izquierdo se convierte en cero y por lo tanto:

$$Q_{ECRH-modelo} = \left(Q_{sp-p} + Q_{cx} + \frac{3}{2} \frac{T_{sp}}{\tau_{E-sp}} \right) \quad (5.6)$$

Por otra parte, es posible estimar experimentalmente el valor de la energía media transferida a los iones supratérmicos durante la fase ECRH, $Q_{ECRH-exp}$, en la posición local donde el DIR tiene información sobre iones supratérmicos. Este término se puede calcular mediante $Q_{ECRH-exp} = A_{pinhole} \times J_{energía}$, donde el $A_{pinhole}$ es el área de la apertura que tiene el DIR ($A_{pinhole} = \pi(0.75)^2 \times 10^{-6} \text{ m}^2$) y $J_{energía}$ es el flujo de la pérdida de energía debida a los iones supratérmicos medida por el DIR. Usando este resultado, podemos comparar el valor de $Q_{ECRH-exp}$ con el modelo, $Q_{ECRH-modelo}$. A pesar de que el valor de la densidad de neutros (n_0) es el único término que no se mide en la posición toroidal del DIR, y es por tanto desconocido, es posible realizar una exploración de valores n_0 , con el fin de correlacionar $Q_{ECRH-modelo}$ y $Q_{ECRH-exp}$.

Figura 5.8. Comparación entre la pérdida de energía experimental debida a los iones supratérmicos, $Q_{ECRH-exp}$, y la ecuación (5.6) del modelo, $Q_{ECRH-modelo}$, para las descargas (a) #31502 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0$), (b) #31512 ($\rho_1 = 0 - \rho_2 = 0.33$) and (c) #315119 ($\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$), a diferentes intervalos de energía. Las líneas discontinuas corresponden a $Q_{ECRH-exp}$ durante fase uno (p(1), ambos girotrones) y fase dos (p(2), sólo girotron-1). Las líneas sólidas corresponden al modelo y los puntos verdes marcan los valores n_0 requeridos para que el modelo coincida con los valores experimentales. (d) Estimación de n_0 por el código EIRENE para un plasma del TJ-II con respecto al radio menor normalizado, cuya configuración de plasma es: $P_{ECRH1} = P_{ECRH2} = 250$ kW, $\rho_1 = \rho_2 = 0$, $t_0 = 1.55$ y $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, densidad similar a las descargas aquí presentadas. La densidad media de neutros que predice EIRENE, $\langle n_0 \rangle_{EIRENE} = 1.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, está marcada en las gráficas.

Los resultados del modelo aplicado a las descargas mencionadas en el apartado anterior se muestran en la figura 5.8. Los valores de τ_{E-sp} utilizados son el promedio de tres modulaciones a lo largo de cada descarga e intervalo de energía. Los valores de densidad, temperatura y $J_{energía}$ son promedios durante ambas fases de la modulación: fase uno, p(1), cuando ambos girotrones están encendidos: y fase dos, p(2), cuando sólo

trabaja el girotrón uno. Por lo tanto, suponiendo que τ_{E-sp} es el mismo a lo largo de la descarga, sólo dependiendo de los intervalos de energía, es posible utilizar el modelo en ambas fases. Los resultados sólo están disponibles para energías superiores a 2 keV para las descargas # 31502 y # 31512, y 4 keV para la descarga # 31519. Esto se debe a que, como se mencionó en el apartado anterior, la población de iones supratérmicos para energías más pequeñas aumenta cuando se apaga el segundo girotrón, es decir, no es posible estimar τ_{E-sp} para intervalos de energía más bajos, ver [figura 5.6](#). Las curvas estimadas por el modelo no varían mucho entre las dos fases, aunque dependen del intervalo de energía de la población de iones supratérmicos.

En la [figura 5.8](#) se resaltan los valores de n_0 necesarios para que el modelo coincida con los datos experimentales, cuyos valores de n_0 dependen del intervalo de energía. Este valor n_0 no corresponde al valor real de la densidad de neutros en el plasma, sino que es el valor que necesita el modelo para la interacción entre ellos y los iones supratérmicos a lo largo de la trayectoria hasta terminar impactado en el material luminiscente del DIR. En el TJ-II es posible teóricamente alcanzar valores tan altos para la densidad de neutros, pues usando un código de Monte Carlo (EIRENE) [\[130\]](#) se estimó la distribución radial de n_0 (véase la [figura 5.8 \(d\)](#)) que predice una densidad de neutros media de $\langle n_0 \rangle_{EIRENE} = 1.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

Al analizar cada término de la ecuación [\(5.6\)](#), se observa que el término de intercambio de carga entre iones supratérmicos y partículas neutras es dominante sobre el término colisional y el de desconfinamiento. Por lo tanto, la densidad de neutros se convierte en un valor importante para comprender los tiempos de decaimiento observados durante la modulación de ECRH. A partir de los resultados, se observa que el valor de n_0 requerido, para que $Q_{ECRH-modelo} = Q_{ECRH-exp}$, dentro de intervalos de energía, es mayor que $\langle n_0 \rangle_{EIRENE}$. Sin embargo, el DIR sólo es capaz de detectar iones supratérmicos fuera de la última superficie cerrada de flujo magnético (*Last Closed Magnetic Flux Surface*, LCMFS), donde el código EIRENE predice un aumento de n_0 (la densidad neutra no se puede medir en la posición del DIR).

El modelo no considera la contribución debida a las impurezas porque se desconoce el porcentaje de impurezas que interactúan con la población de iones supratérmicos. Sin embargo, se puede estimar añadiendo otro término a la ecuación [\(5.1\)](#), escrito como Q_{sp-Z} , donde Z corresponde a la impureza que tiene que seguir la misma lógica que la ecuación [\(5.2\)](#) y [\(5.4\)](#), véase referencia [\[131\]](#). Sin embargo, el

término de Q_{sp-p} , que depende del intervalo de energía de la población de iones supratérmicos, está entre 1-2 órdenes de magnitud por debajo del término de intercambio de carga (Q_{cx}). Por lo tanto, un término Q_{sp-z} que emplea un valor de densidad de impureza n_z (cuyos valores razonables de n_z tiene un valor máximo del 10% de n_p en los plasmas TJ-II [109]) menor que n_p tendrá una contribución menor en el modelo cero-dimensional.

5.5. INFLUENCIA SOBRE LA POBLACION DE IONES SUPRATÉRMICOS EN UN BARRIDO DE LA CONFIGURACIÓN MAGNÉTICA

En esta apartado se investiga si existe alguna relación entre las configuraciones magnéticas en el TJ-II y los iones supratérmicos, su generación y su desconfiamento. La influencia de la configuración magnética en el confinamiento de plasma es un tema de gran interés en el TJ-II. Para ello, se puede realizar un barrido de configuración magnética dentro de una descarga (*Magnetic Configuration Scan*, MCS) entre dos valores preseleccionados de la transformada rotacional, t_0 , denominado modo-C [132]. Este modo de operación tiene una ventaja significativa sobre la operación con una configuración estática, al poder determinar si la configuración magnética bajo investigación juega un papel en el fenómeno físico [133]. Esto es también el caso cuando se quiere barrer la posición de una isla magnética particular, asociada con una resonancia de bajo orden, y explorar su efecto en algún sistema de diagnóstico local midiendo en algún radio específico.

Para investigar el efecto de la configuración magnética sobre las características de los iones supratérmicos que se escapan, se realizó un MCS entre las configuraciones $t_0 = 1.39$ y $t_0 = 1.45$; fijando $P_{ECRH\ 1,2} = 250$ kW, focalizando los girotrones en $\rho_1 = 0.33 - \rho_2 = 0.33$, y tomando $n_{parallel-1} = 0.10$ y $n_{parallel-2} = -0.10$. El MCS se realizó en ambas direcciones, es decir, $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$ y $t_0 = 1.45 \rightarrow t_0 = 1.39$. El efecto de MCS sobre las propiedades de los iones supratérmicos se presenta en la [figura 5.9](#), donde se compara T_{sp} , $J_{partículas}$, $J_{energía}$ y el número de cuentas, #Cuentas, separadas en diferentes intervalos de energía para cuatro descargas: dos con una configuración magnética constante (#35991 y #36012 con $t_0 = 1.39$ y $t_0 = 1.45$, respectivamente) y dos con MCS (#36017 y #36004 con $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$ y $t_0 = 1.45 \rightarrow t_0 = 1.39$, respectivamente). Nótese que las diferentes propiedades de los iones supratérmicos permanecen casi

constantes a lo largo de las descargas con configuración magnética fija, pero en las descargas #36017 (#36004) con MCS tienden a aumentar (disminuir) durante la última (primera) fase del MCS y disminuyen una vez que se alcanza la configuración magnética fija. Para los dos casos de MCS presentados, el número de cuentas de baja (alta) energía comienza a disminuir (aumentar) y aparecen iones supratérmicos con energías > 8 keV, como se ilustra en las figuras 5.10 (a) y (b).

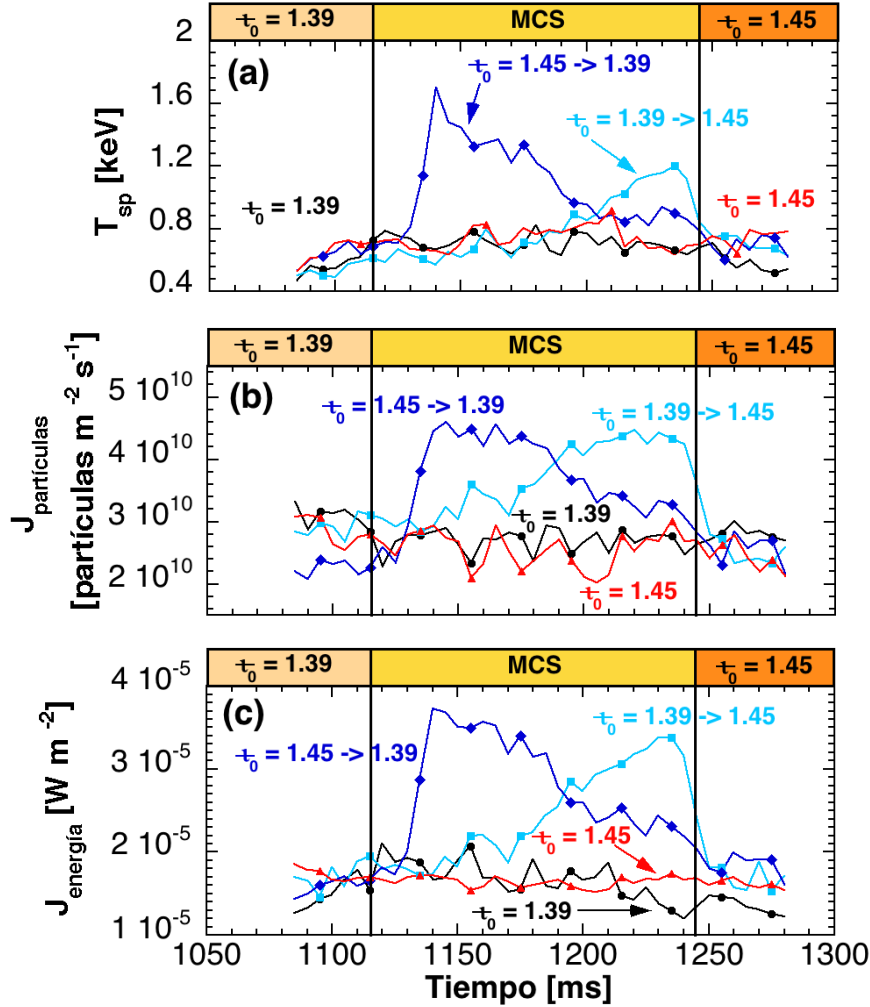


Figura 5.9. Evolución de (a) T_{sp} , (b) $J_{particulas}$ y (c) $J_{energia}$ para descargas con un esquema de ECRH fijo, pero diferente configuración magnética: (línea negra y punto, ●) #35991 con $t_0 = 1.39$; (línea y rectángulo cian, ■) #36017 con $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$; (línea azul y diamante, ◆) #36004 con $t_0 = 1.45 \rightarrow t_0 = 1.39$; (línea roja y triángulo, ▲) #36012 con $t_0 = 1.45$.

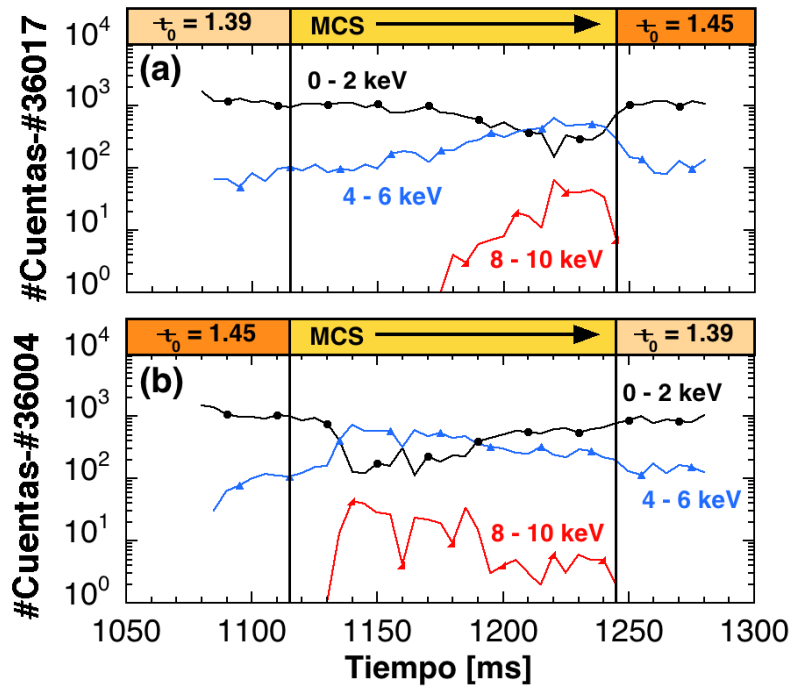


Figura 5.10. Trazas de evolución de la tasa de conteo (#Cuentas) cada 5 ms para descargas con MCS; (a) #36017 y (b) #36004; el número de cuentas se separa en diferentes rangos de energía 0 - 2 keV (línea negra y punto, ●), 4 - 6 keV (línea azul y triángulo, ▲), 8 - 10 keV (línea roja y medio rectángulo, ▲).

Para ambos casos de MCS se observa aquí un aumento de los flujos y la temperatura de los iones supratérmicos. Este efecto es reproducible, como se ve en un amplio conjunto de descargas (las descargas mostradas en la figura 5.9 son representativas de todo el conjunto). Un efecto similar ha sido reportado en otros dispositivos de fusión por confinamiento magnético donde se han estudiado iones supratérmicos. Por ejemplo, en descargas por calentamiento óhmico en el tokamak esférico MAST, donde se observan colas de alta energía en la función de distribución de iones después de cada evento de reconexión magnética interna. Este fenómeno se explica en términos de aceleración de iones en el campo eléctrico inducida por la reconexión magnética [134]. Este tipo de fenómenos está presente en las llamaradas solares [135,136]. Efectos similares atribuidos al mismo mecanismo, ha sido también publicado en dispositivos de tipo *reversed field pinch* [137]. Sin embargo, este tipo de mecanismo no explica completamente lo que se ha observado en el TJ-II. En nuestro caso, la pendiente observada durante el MCS en las características de los iones supratérmicos (ver figura 5.9) ocurre durante un tiempo > 100 ms, mientras que los procesos de reconexión tienen lugar en el orden de cientos de microsegundos [138-140].

Sin embargo, se pueden mencionar dos posibles interpretaciones de los resultados mostrados en este apartado. La primera es que es posible que las pérdidas de iones supratérmicos estén bien localizadas en el espacio y durante el MCS la física de las pérdidas puede no cambiar significativamente, pero al variar los campos en el vacío y dado que el cono de apertura del DIR está fijo en el espacio dará lugar a detectar más o menos la población de iones supratérmicos. La segunda procede del punto de vista del modelo mencionado en el [apartado 5.4](#). Desde el punto de vista del modelo implicaría que uno o más de los términos de la ecuación (5.6) deben cambiar para justificar el aumento de $J_{\text{energía}}$ durante el MCS, ya que un aumento de $J_{\text{energía}}$ implica directamente que $Q_{\text{ECRH-exp}}$ aumenta. El término debido a colisiones ($Q_{\text{sp-p}}$) no puede ser responsable del incremento de $J_{\text{energía}}$, porque para el mismo rango de energía de iones supratérmicos el $Q_{\text{sp-p}}$ permanece igual. Además, un aumento en el término debido al intercambio de carga implica que n_0 aumenta, pero no hay evidencia de que la densidad de neutros aumente durante la MCS. Por otra parte, el término debido al desconfinamiento de los iones supratérmicos podría ser responsable del incremento de $J_{\text{energía}}$, aunque esto sólo es posible si la MCS modifica el tiempo de desconfinamiento ($\tau_{\text{E-sp}}$), es decir, que $\tau_{\text{E-sp}}$ debería ser menor que los valores medidos en el experimento de modulación del [apartado 5.3](#). Sin embargo, hasta ahora no ha sido posible obtener una medida directa de $\tau_{\text{E-sp}}$ durante MCS.

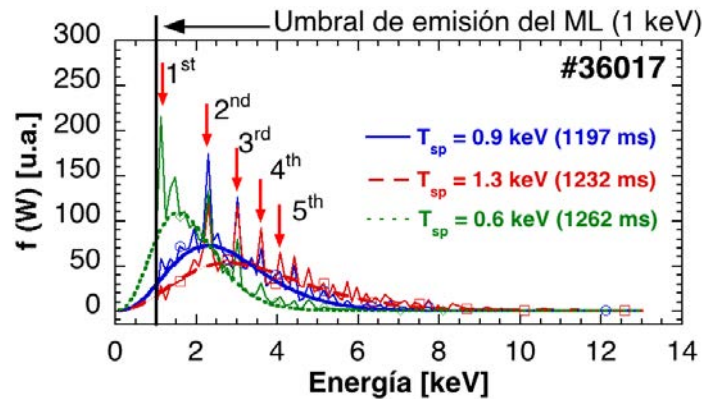


Figure 5.11. Evolución en el tiempo de los histogramas de los iones supratérmicos versus energía para la descarga #36017 con un MCS $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$; **(b)** $f(W)$ de la descarga #36017 entre los tiempos: 1197 ms y 1232 ms (durante la última fase del MCS), y 1262 ms (configuración magnética fija, $t_0 = 1.39$). Las flechas indican las energías donde se observan “picos” en la función de distribución, del primer al quinto pico.

El estudio de la distribución $f(W)$ de los iones supratérmicos ha mostrado otro fenómeno relacionado con su desconfinamiento, que consiste en un aumento de la población de iones supratérmicos a ciertas energías. Este comportamiento se ilustra en la [figura 5.11](#), que muestra la función de distribución de la energía de los iones supratérmicos para una descarga seleccionada (#36017) en tres momentos diferentes, donde se observa cómo cambia $f(W)$ durante la última fase del MCS. La descarga muestra el efecto del barrido de la transformada rotacional como un aumento de la población de iones supratérmicos en energías más altas. El comportamiento del aumento de la función de distribución en ciertas energías se discute en el siguiente apartado.

5.6. OBSERVACIÓN DE RESONANCIAS EN LA FUNCIÓN DE DISTRIBUCIÓN DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS

Una de las observaciones más paradójicas de este trabajo ha sido la observación de resonancias (“picos”) sistemáticas en la función de distribución de la energía de los iones supratérmicos, $f(W)$, que aparecen solamente cuando el nivel de potencia de calentamiento sobrepasa un determinado umbral. Este efecto se ilustra en la [figura 5.11](#), donde se marcan los “picos” que aparecen alrededor de energías discretas. Hemos descartado arcos, efectos EMI (*Electro-Magnetic Interferences*) y otros efectos instrumentales como su posible causa. Estos picos aparecen en muchas descargas y se pueden observar a lo largo de toda la descarga, ver [figura 5.12](#). Cabe señalar que la [figura 5.12](#) muestra 5 picos prominentes y su intensidad se ve afectada por el MCS.

Con el fin de investigar las energías discretas en las que aparecen los picos, se analizaron más de 50 descargas con diferentes esquemas de calentamiento: descargas con ambos girotrones operados con P_{ECRH} constante, con $\rho_1 = \rho_2 = 0$ y $\rho_1 = \rho_2 = 0.33$, y diferentes niveles de potencia para $t_0 = 1.39$, $t_0 = 1.45$, $t_0 = 1.55$, y descargas con MCS con variaciones de la transformada rotacional de las configuraciones magnéticas de $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$ y $t_0 = 1.45 \rightarrow t_0 = 1.39$. Se seleccionaron el segundo y el quinto pico de todas las descargas (como ejemplo véase la [figura 5.11](#)) por ser suficientemente prominentes en todos los casos. En las diferentes gráficas de la [figura 5.13](#), se representa su energía en función de la densidad media de línea (n_e), del valor medio de T_{sp} , del valor medio de $J_{\text{partículas}}$ y del valor medio de $J_{\text{energía}}$, respectivamente. Es

evidente que estas gráficas no muestran una correlación clara entre las características medidas de los iones supratérmicos y los picos de energía, pues éstos aparecen independientemente de los valores de n_e , T_{sp} , $J_{partículas}$ o $J_{energía}$.

Figure 5.12. *Evolución en el tiempo, para descarga #36017, de los histogramas de los iones supratérmicos versus energía, con un MCS $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.45$. Las flechas indican las energías donde se observan “picos” en la función de distribución, del primer al quinto pico.*

Sin embargo, en algunos casos estudiados, como descargas generadas con sólo un girotrón, los picos no aparecen. También en algunos experimentos de modulación lenta, como el del [apartado 5.3.](#), se observa que en la fase de calentamiento con un sólo girotrón los picos no aparecen, pero durante la fase con ambos girotrones vuelven a aparecer, un ejemplo de esto se muestra en la [figura 5.14](#). Es decir, que cuando se trabaja con ambos girotrones, bien con calentamiento ECRH constante e incluso durante un MCS, aparecen sistemáticamente los picos. También hemos analizado otras descargas que tienen ambos girotrones pero con energías inferiores a un umbral, $P_{ECRH\ 1, 2} \leq 100$ kW, en donde tampoco se observan picos en la distribución, lo que parece ser debido a que la potencia de ECRH debe superar un umbral para producir el efecto observado.

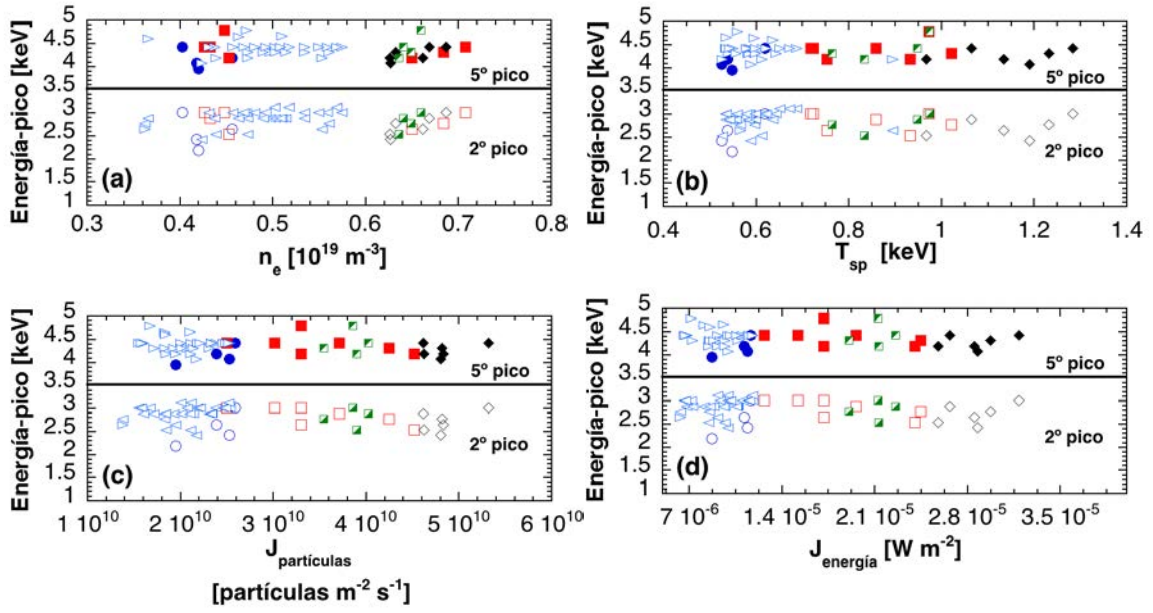


Figura 5.13. Gráficas de (a) n_e , (b) T_{sp} , (c) $J_{particulas}$ y (d) $J_{energia}$ versus energía (E_{peak}) de los picos segundo y quinto bajo diferentes configuraciones ; $P_{ECRH 1, 2} = 250 \text{ kW}$, usando ambos girotrones con $\rho_1 = \rho_2 = 0.33$, $\tau_0 = 1.39$ (\circ 2° y \bullet 5° pico), $\tau_0 = 1.45$ (\square 2° y \blacksquare 5° pico), $\tau_0 = 1.45 \rightarrow \tau_0 = 1.39$ (\diamond 2° y \blacklozenge 5° pico), $\tau_0 = 1.39 \rightarrow \tau_0 = 1.45$ (\blacksquare 2° y \blacktriangle 5° pico); $P_{ECRH 1, 2} = 250 \text{ kW}$, usando ambos girotrones $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$, $\tau_0 = 1.55$ (\triangleleft 2° y \triangleright 5° pico).

Figure 5.14. Evolución en el tiempo, para la descarga #31501, de los histogramas de los iones supratérmicos versus energía, para un plasma con la configuración: $P_{ECRH 1} = 250 \text{ kW}$, $P_{ECRH 2} = 200 \text{ kW}$ y modulado a 10 Hz, $\rho_1 = \rho_2 = 0$, $\tau_0 = 1.55$ y una densidad media de línea $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Se marcan las fases de calentamiento (usando uno o dos girotrones) y la posición donde aparecen los picos.

También, los valores de energía a los que aparecen los picos no permanecen “constantes” siempre a lo largo de una descarga, como es el caso de algunas descargas con MCS. Para ilustrar la aserción anterior, se seleccionó otra descarga con MCS (#27705, $t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.57$), véase la [figura 5.15](#), que muestra un desplazamiento de toda la distribución de iones supratérmicos a energías superiores después del tiempo 1190 ms, y lo mismo pasa con los picos que se mueven a energías más altas. Este comportamiento contrasta con el de la descarga #36017 ([figura 5.12](#)). Sin embargo, el comportamiento de la descarga #27705 muestra que la energía de los picos también está relacionada con la configuración magnética, lo que refuerza que los picos no son causados por ningún efecto instrumental.

Figura 5.15. *Evolución de los histogramas, para la descarga #27705, de iones supratérmicos durante un MCS ($t_0 = 1.39 \rightarrow t_0 = 1.57$), con ambos girotrones enfocados en $\rho_1 = \rho_2 = 0$ y $P_{ECRH\ 1,2} = 250$ kW. Se observa un desplazamiento de los histogramas alrededor de 1190 ms.*

En la actualidad, parece que sólo el nivel de P_{ECRH} tiene una relación directa con la aparición de picos de energía, y que sólo se observan cuando hay suficiente potencia de calentamiento (por arriba de 100 kW). Además, los picos son más fácilmente visibles cuando el flujo de iones incidentes en el detector aumenta (e incluso hay descargas donde son visibles más de 5 picos). Los picos aparecen alrededor de ciertas energías; para los primeros 5 picos sus energías medias son: ≈ 2.0 keV, ≈ 2.8 keV, ≈ 3.4 keV, ≈ 3.9 keV y ≈ 4.4 keV (con una desviación estándar de 0.3 keV). Un posible fenómeno que podría explicar la generación de estos picos es la formación de resonancias a ciertas energías, que podría lograrse si las microondas del calentamiento del fondo interfirieran

de tal forma que la resultante tuviera resonancias del orden del MHz. Sin embargo, tal fenómeno implicaría una interacción más compleja entre las ondas ECR de fondo y la población de iones supratérmicos.

5.7. CONCLUSIONES

Los fenómenos físicos relacionados con los iones supratérmicos requieren más estudio para lograr una mejor comprensión de su comportamiento. Sin embargo, el detector de iones rápidos (DIR) con la pantalla de material luminiscente de TG-Green, utilizado en el TJ-II, ha demostrado ser una herramienta muy útil para obtener información relevante y única sobre los iones supratérmicos, por su sensibilidad y su tratamiento de la información debida a pulsos de luz luminiscente por impactos de iones individuales en el ML.

Se ha aplicado un modelo que usa un balance de potencia cero-dimensional al estudio de la población de iones supratérmicos en plasmas generados por calentamiento ECR. Esto ha permitido comprender el tiempo de decaimiento del número de cuentas de los iones supratérmicos en un experimento de calentamiento ECRH pulsado, en términos de su intercambio de carga con neutros y su propio tiempo de desconfinamiento de la energía (τ_{E-sp}).

El estudio comparativo entre plasmas generados con un girotrón, frente al generado con dos girotrones a diferentes niveles de potencia, muestra que existe una relación directa y distinta en ambos casos entre las condiciones del calentamiento ECRH y propiedades de los supratérmicos (T_{sp} , $J_{partículas}$ y $J_{energía}$).

El experimento de calentamiento de ECRH con uno de los girotrones modulado a 10 Hz ha mostrado que la subida del número de cuentas de los iones supratérmicos está sincronizada con el propio girotrón y la señal de rayos X, indicando que estos iones no se producen por calentamiento de los electrones, sino por un mecanismo directo asociado al ECRH. Se ha estudiado su constante de decaimiento y se ha interpretado con ayuda de un modelo sencillo que permite predecir su rápido decaimiento, comparado con el que se esperaría por su retermalización con los iones térmicos y se ha visto que los procesos de intercambio de carga juegan un papel preponderante en su rápido enfriamiento cuando se apaga el girotrón modulado.

El tercer experimento muestra barridos de la configuración magnética (MCS), entre dos valores seleccionados de t_0 , realizados a lo largo de una descarga, mientras

que el ECRH permanece constante. Se correlacionó el cambio en el comportamiento de la población de iones supratérmicos con el cambio de la configuración magnética. El experimento muestra que el barrido dinámico de la configuración magnética, dentro de una descarga, afecta a la población y características de los iones supratérmicos que llegan al detector, ya sea porque la población de iones supratérmicos se vuelva más detectable durante el MCS, o bien, que durante el MCS se modifique la interacción entre la población de iones supratérmicos y componentes del plasma, produciendo un desconfinamiento mayor de iones supratérmicos.

La última parte de este trabajo reporta la presencia de picos, aumento inusual de la población de iones supratérmicos, alrededor de energías discretas. Hasta ahora únicamente los hemos observado a lo largo de las descargas tienen un umbral de potencia, es decir, no aparecen con un sólo girotrón y sólo son visibles cuando ambos girotrones están funcionando. Las mediciones hechas fueron realizadas de forma sistemática de tal forma que podemos eliminar posibles ruidos electrónicos o errores experimentales.

A pesar de que no sabemos el mecanismo particular para la generación de estos iones supratérmicos durante el ECRH en el TJ-II, sí sabemos que tienen una dependencia con la potencia de ECRH y su comportamiento es distinto al usar 1 o 2 girotrones, ver las [figuras 5.2 y 5.3](#). Esto sugiere que hay algún efecto de sinergia cuando se opera con ambos girotrones, lo que favorece un efecto heterodino entre las dos fuentes de ECRH, con una diferencia de frecuencia de MHz en el rango de la frecuencia ciclotrónica de los iones. Este podría ser un mecanismo plausible añadido a cualquier otro efecto considerado como PDI y calentamiento por reconexión magnética dentro del plasma. Este efecto heterodino contribuye a la comprensión cualitativa de la presencia de resonancias o picos observados a energías específicas.

Capítulo 6

CAPACIDAD DEL NUEVO DIR PARA INVESTIGAR FENÓMENOS RÁPIDOS ASOCIADOS A MHD

En este Capítulo se describe el comportamiento de la nueva versión del detector, y una comparación a nivel de señal entre el detector rápido y la versión previa. Se muestran sus nuevas capacidades para investigar la influencia sobre los iones supratérmicos que escapan del plasma por fenómenos físicos en la escala de los MHz, problemas inaccesibles a la versión previa. Se ilustrará su nueva capacidad reportando la detección de sucesos “ELM-like” en la fase de calentamiento por NBI.

6.1. COMPARACIÓN DE LAS VERSIONES “LENTA” Y RÁPIDA” DEL DIR

Antes de pasar a mostrar resultados del DIR en presencia de fenómenos rápidos ([apartado 6.2](#)) que se observan en el plasma del TJ-II en determinados escenarios vamos a proceder a mostrar cómo ha variado la visualización de la señal bruta entre ambas versiones del detector, versión lenta del DIR a una frecuencia de adquisición de 1.25 MHz y la versión rápida del DIR a una frecuencia de adquisición de hasta 1 GHz. Con la versión lenta del DIR estos fenómenos rápidos no se podían discriminar por la limitada anchura de banda de la combinación ML y digitalización a 1.25 MHz.

6.1.1. Comparación de las señales del DIR usando dos frecuencias de adquisición de datos (1.25 MHz y 1 GHz)

A finales de 2015 se sustituyó la pantalla luminiscente de TG-Green del DIR del TJ-II por otra de YAP:Ce, y se puso un filtro óptico centrado en la longitud de onda de 340

nm, con una anchura espectral FWHM = 14 nm, delante del PMT del DIR. Durante cuatro semanas (descargas #40408 - #40967) se adquirieron datos con el sistema de adquisición de 1.25 MHz utilizando el nuevo material luminiscente. En la [figura 6.1 \(a\)](#) se muestra la comparación de las señales brutas registradas con ambos materiales luminiscentes para descargas similares. Se observa que la señal obtenida con el YAP:Ce es mayor (en promedio 5 veces mayor) que la proporcionada por el TG-Green, a pesar de la diferencia de FWHM de los filtros espectrales utilizados, ya que con la pantalla de TG-Green se utilizaba un filtro centrado en 540 nm con un FWHM = 100 nm. Esto tiene una influencia directa en la cantidad de luz que puede ser captada por el PMT. Mientras que el FWHM del filtro del TG-Green transmite todo su espectro (ver [figura 3.3](#)), el filtro utilizado para el YAP:Ce reduce la anchura del espectro que se puede detectar, por lo que la señal adquirida y mostrada en la [figura 6.1 \(a\)](#) podría ser considerablemente mayor.

A principios de la campaña experimental del año 2016 se sustituyó el sistema de adquisición anterior (frecuencia de muestreo de 1.25 MHz y 12 bits de resolución) por el nuevo, capaz de adquirir hasta 1 GHz con 14 bits de resolución del ADC. Las primeras descargas de la campaña se utilizaron para calibrar el sistema, tal como se mencionó en el [apartado 4.4](#), y preparar el detector para obtener información de la población de iones supratérmicos. De esta manera, a partir de la descarga #41490 el sistema de adquisición a alta frecuencia y con el material luminiscente rápido quedó listo para su uso.

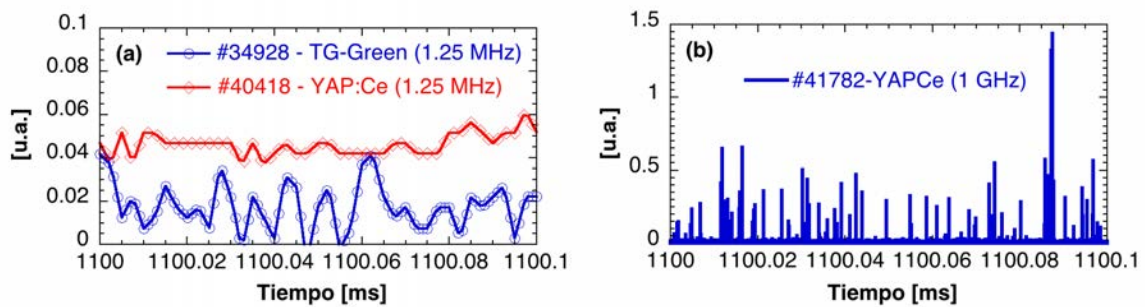


Figura 6.1. Trazas del detector de iones rápidos, en un tiempo de 100 μ s: **(a)** TG-Green ($P_{ECRH1} = P_{ECRH2} = 250$ kW) y YAP:Ce ($P_{ECRH1} = P_{ECRH2} = 244$ kW) con el sistema de adquisición de 1.25 MHz y **(b)** con el nuevo sistema de adquisición de datos (1 GHz). Las descargas tienen una configuración magnética con $\tau_0 = 1.55$, $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$ y una densidad media de $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ [141].

El primer resultado que se presenta es la comparación de la señal obtenida, con el nuevo sistema de adquisición de alta frecuencia, con respecto a la del viejo sistema de adquisición. En la [figura 6.1 \(b\)](#) se muestra un ejemplo de cómo se ve la señal bruta del DIR. Se puede apreciar que la traza, adquirida a alta frecuencia, no se ve como una señal continua (ver [figura 6.1 \(a\)](#)), sino que es capaz de discriminar pulsos individuales debidos a iones individuales que impactan en el material luminiscente. El objetivo de cambiar el material luminiscente y modificar el sistema de adquisición ha sido mejorar la resolución temporal del detector para poder estudiar fenómenos físicos en el rango de los microsegundos, así como evitar apilamiento de pulsos que pueden introducir incertidumbres en la interpretación de la señal, ocasionado cuando distintos iones impactan en la pantalla luminiscente dentro del tiempo del decaimiento de su luminiscencia. Conviene recordar que con la versión “lenta” del detector nunca se operaba con tiempos de integración inferiores a 5-10 ms y se colocaba más alejado de la última superficie de flujo para reducir al mínimo este tipo de efectos, mientras que con la nueva versión “rápida” se ha ganado mayor flexibilidad también en este aspecto. Con los resultados presentados en la [figura 6.1](#), queda claro que estos objetivos se han conseguido. Sin embargo, para mostrar que el nuevo sistema supone una mejora de la versión anterior, hay que demostrar que es capaz de obtener resultados mejores. En el siguiente apartado se discuten los resultados de T_{sp} , $J_{partículas}$ y $J_{energía}$ para plasmas generados por ECRH, y se compararán con los resultados obtenidos usando el antiguo sistema de adquisición y el material luminiscente TG-Green.

6.2. RESULTADOS OBTENIDOS EN PLASMAS GENERADOS POR ECRH

El primer punto que vamos a tratar es cómo seleccionar la frecuencia de adquisición del ADQ14DC-2C-USB [\[120\]](#), pues este sistema es capaz de adquirir datos a una frecuencia máxima de 1 GHz, pero por razones de física y prácticas puede convenir adquirir datos a frecuencias menores. La diferencia entre adquirir a 1 GHz y a una frecuencia menor, será el número de pulsos individuales que se pueden registrar, lo que afecta a la estadística para hacer el cálculo de las propiedades (T_{sp} , $J_{partículas}$ y $J_{energía}$) de la población de iones supratérmicos. Una comparación entre distintas frecuencias de adquisición se puede ver en la [figura 6.2](#), donde se muestran los datos brutos del detector con frecuencias de adquisición de 1 GHz y de 100 MHz. Se ha observado que durante plasmas generados por ECRH (independientemente de la configuración de los

girotrones), usando una adquisición de 1 GHz, el tiempo entre un evento (es decir, cuando un ión impacta el material luminiscente) y el siguiente usualmente varía entre 100 ns y 500 ns, y dado que el YAP:Ce tiene un tiempo de decaimiento de 27 ns podemos asegurar que se detectan eventos individuales. Esto no significa que no haya eventos consecutivos separados en el tiempo en menos de 100 ns, pero las observaciones sugieren que estos casos no son los que predominan.

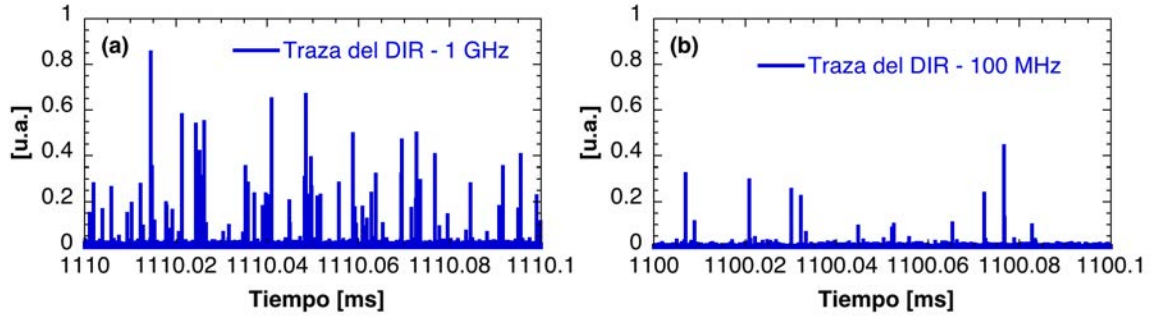


Figura 6.2. Trazas del detector de iones rápidos, en un tiempo de 100 μ s, para descargas durante la fase de ECRH, adquiridas a diferentes tiempos de muestreo: **(a)** descarga #41782 con una adquisición a 1GHz, **(b)** descarga #41525 con una adquisición a 100 MHz. Las descargas tienen la configuración: $t_0 = 1.50$, $P_{ECRH\ 1} = P_{ECRH\ 2} = 240\text{ kW}$, $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$, y una densidad media de $n_e = 0.5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$.

Por otro lado, en los análisis de los datos adquiridos a altas frecuencias en plasmas generados por ECRH no se han detectado cambios en la población de iones supratérmicos que ocurran en tiempos menores que 1 ms, a diferencia de los plasmas generados por NBI, que se discutirán más adelante en este Capítulo. Por esta razón, adquirir datos a una frecuencia de 100 MHz ha simplificado su análisis por distintas razones:

- El tiempo de análisis se acorta, al tener una menor cantidad de datos que procesar. La estadística en una ventana de tiempo de 1 ms a 100 MHz es parecida a la obtenida en una ventana de tiempo de 100 μ s a 1 GHz; véase la [figura 6.3 \(a\)](#) donde se muestra la función de distribución de la población de iones supratérmicos. Además, esta estadística no varía mucho de la que se puede obtener a una frecuencia de adquisición de 1 GHz en ventanas de tiempo de 1 ms, ver [figura 6.3 \(b\)](#).

- Se encontró que el programa de análisis de los histogramas (*FindPulses*, discutido en el [apartado 4.3](#)) no puede procesar los datos de una descarga entera (con señales con un número de muestras mayor que 3×10^7) tomados a 1 GHz, pero si se adquieren los datos a 100 MHz puede tratar descargas de hasta 200 ms.

Con respecto a los flujos de partículas y de pérdida de energía se obtienen los siguientes resultados tomados de los promedios en la fase de calentamiento ECRH:

- Para el flujo de partículas ($J_{\text{partículas}}$, con unidades de partículas $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) medido por el DIR: para la descarga #41782, con una frecuencia de adquisición de 1 GHz, se obtiene que $J_{\text{partículas}} = 7.5 \times 10^{10}$ partículas $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$; para la descarga #41525, con una frecuencia de adquisición de 100 MHz, se obtiene que $J_{\text{partículas}} = 9.4 \times 10^9$ partículas $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$. En general, para plasmas generados por ECRH se obtiene una diferencia del $\approx 8 \%$ para el $J_{\text{partículas}}$ entre ambas frecuencias de adquisición, es decir, que a una frecuencia de 100 MHz únicamente se detectará el 8 % de las partículas que realmente impactan en el material luminiscente. Esto se debe a que el ancho de la emisión de un evento, proveniente del material luminiscente, es < 10 ns por lo que efectivamente es posible no detectar eventos a 100 MHz. Un ejemplo de visualización de pulsos individuales se puede ver en la [figura 6.4](#). Se debe recordar que no es lo mismo el tiempo de decaimiento (27 ns para el YAP:Ce), el cual se debe a un proceso estadístico de emisiones del material luminiscente, que el tiempo de emisión de un evento individual el cual es en general más rápido.
- Para el flujo de energía perdida ($J_{\text{energía}}$, con unidades de W m^{-2}) medido por el DIR también se obtiene en general una diferencia promedio del $\approx 8 \%$ para el $J_{\text{energía}}$ medido a las frecuencias de 100 MHz y 1 GHz. Este es un resultado importante a tomar en cuenta si se quiere saber la energía total perdida. Sin embargo, se tiene que recordar que esto es únicamente válido para la zona donde está colocado el DIR. Además, como se mencionó en el [Capítulo 5](#), no hay necesariamente una correlación entre el flujo de partículas y el flujo de energía perdida.

En la [figura 6.4 \(a\)](#) se puede ver un pulso adquirido a una frecuencia de 1 GHz. Se observa que después del pulso queda una señal residual detectada dentro de un intervalo de tiempo aproximado de 20 ns. Esta luz puede ser suficientemente intenso para confundirse con otro ión incidente en el límite inferior de la energía de detección de cualquier ML (donde la energía umbral de emisión del YAP:Ce es de 1 keV). Por esta razón se eleva para este caso la energía mínima (por arriba de 1.5 keV) para ser considerado un ión incidente. Este remanente de luz no es tan apreciable cuando se adquiere a una frecuencia menor, por ejemplo en el caso de la [figura 6.4 \(b\)](#), donde se ha usado una frecuencia de 100 MHz y únicamente se aprecia el pico más intenso.

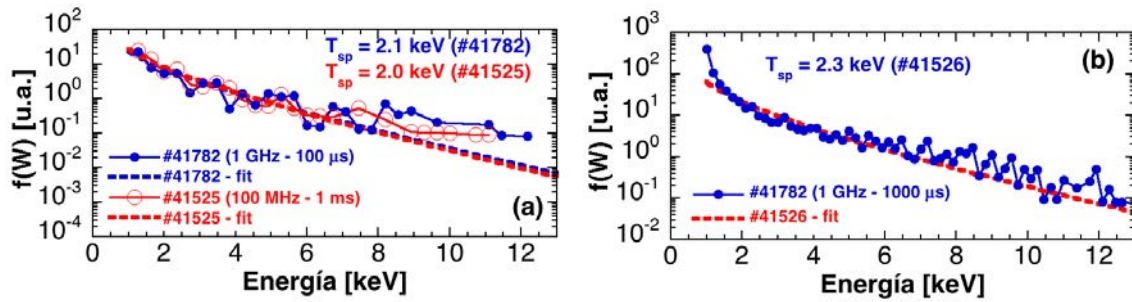


Figura 6.3. Funciones de distribución, $f(W)$, y su ajuste por una maxwelliana (con un error del 10 %), para descargas similares pero adquiridas a distintas frecuencias: **(a)** en la descarga #41782 se utilizó una frecuencia de adquisición de 1 GHz y se hace el ajuste sobre 100 μ s (1100.2 ms – 1100.3 ms) mientras en la descarga #41525 se utilizó una frecuencia de adquisición de 100 MHz y se hace el ajuste sobre 1 ms (1100 ms – 1101 ms); **(b)** descarga #41526 con una frecuencia de adquisición de 1 GHz, se hace el ajuste sobre 1 ms (1100 ms – 1101 ms). Los parámetros del plasma usados son: $t_0 = 1.50$, $P_{ECRH\ 1} = P_{ECRH\ 2} = 240$ kW, $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$, y una densidad media de $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Una de las ventajas del nuevo sistema de adquisición, en comparación con la configuración “lenta” es que aumenta el número de cuentas detectadas (iones golpeando el material luminiscente), es decir, que el nuevo sistema mejora la estadística para el cálculo de la temperatura supratérmica y los flujos. Además, el detector se puede aproximar más al borde del plasma sin que se produzca apilamiento del pulsos, mientras que la versión anterior tenía que operar más alejado de la última superficie de flujo para evitar el apilamiento.

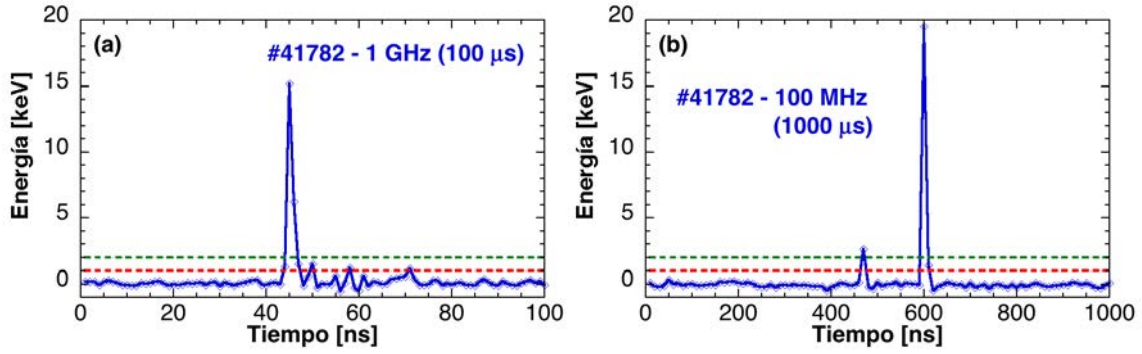


Figura 6.4. Se muestran pulsos individuales adquiridos a diferentes frecuencias: **(a)** 1 GHz en una ventana de tiempo de 100 ns (1110.0145 ms - 1110.0146 ms) y **(b)** a 100 MHz en una ventana de tiempo de 1000 ns (1111.764 ms - 1111.765 ms). Se marcan con líneas punteadas las energías de 1 keV y 2 keV, donde 1 keV corresponde a la energía umbral del YAP:Ce. Las descargas tienen la configuración: $t_0 = 1.50$, $P_{ECRH\ 1} = P_{ECRH\ 2} = 240\text{ kW}$, $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$, y una densidad media de $n_e = 0.5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$.

6.2.1. Resultados con diferente distancia del DIR a la LCMFS

Durante la campaña 2016 en el TJ-II se varió la distancia (d_{LCMFS}), de la cabeza del DIR a la última superficie magnética de flujo cerrada (LCMFS), en tres posiciones: $d_{LCMFS} = 6\text{ cm}$, 5 cm y 2 cm . En este apartado se muestra cómo varía la población de iones supratérmicos para plasmas con la misma configuración: usando ambos girotrones $P_{ECRH\ 1} = P_{ECRH\ 2} = 240\text{ kW}$, en posiciones de focalización de $\rho_1 = \rho_2 = 0.00$, configuración magnética de $t_0 = 1.50$, $n_e = 0.4 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ y adquiriendo a una frecuencia de 100 MHz. En la [figura 6.5](#) se muestra como varían las funciones de distribución para tres descargas seleccionadas en una ventana de tiempo de 1 ms, respecto a la posición del DIR, donde se observa un aumento de la temperatura cuando el DIR se aproxima a la LCMFS.

En la [figura 6.6 \(a\)](#) y [\(b\)](#) se muestra cómo aumentan los flujos de iones supratérmicos y de energía perdida, respectivamente, divididos en intervalos de energía y tomados en diferentes posiciones del DIR. Ambas figuras se corrigieron por la diferencia porcentual (8%) entre medir a 100 MHz y 1GHz, corrección que se hace para tener valores más reales de los flujos. En ambos flujos se observa un aumento cuando el DIR se aproxima a la LCMFS, pero el aumento es más elevado (aproximadamente de un orden de magnitud) para energías alrededor de 2 keV.

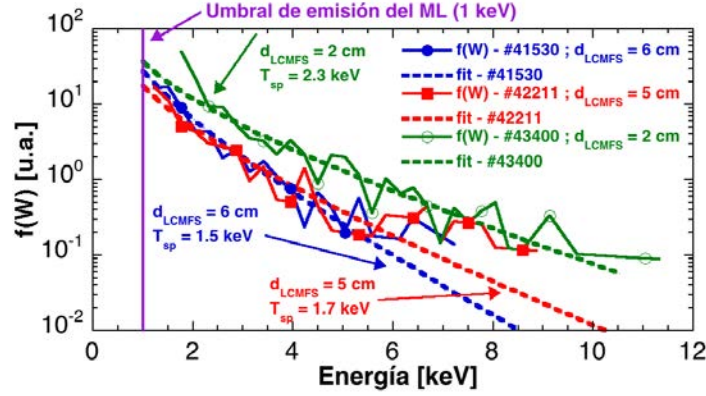


Figura 6.5. Funciones de distribución, $f(W)$, para plasmas similares generadas por ECRH en una ventana de tiempo de 1 ms, y su ajuste por una maxwelliana (con un error del 10 %), adquiridas a distintas posiciones del DIR (d_{LCMFS}).

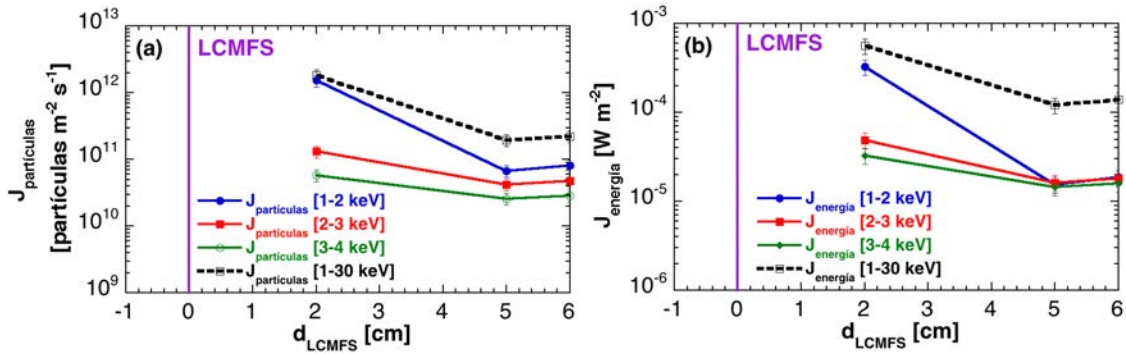


Figura 6.6. (a) Flujo de iones supratérmicos y (b) Flujo de energía perdida por iones supratérmicos, para plasmas similares generados por ECRH, respecto a distintas posiciones del DIR (d_{LCMFS}).

Por lo tanto, aproximar el DIR a la LCMFS no parece ser un problema para la detección de iones supratérmicos, pues con la mejora de la adquisición de datos (en este caso 100 MHz) es posible discriminar iones individuales, evitando problemas de apilamiento en las señales.

6.2.2. Iones supratérmicos perpendiculares detectados mediante espectroscopia

Doppler de H_α

El objetivo principal de este apartado es comparar la dependencia espacial de las temperaturas de los protones supratérmicos en la dirección perpendicular y la paralela al campo magnético principal para diferentes condiciones del plasma. Esto se hace para arrojar luz sobre el origen y los mecanismos de calentamiento de esta componente

supratérmica en los plasmas del TJ-II. Las diferencias entre las temperaturas de iones supratérmicos perpendiculares y paralelos se obtienen comparando las mediciones espectroscópicas con los datos obtenidos por el DIR actualizado, y estudiando la tendencia de las temperaturas medias en función de la densidad electrónica.

Trabajos anteriores [109, 37] realizados en el stellarator TJ-II describen una técnica para medir las temperaturas térmicas y supratérmicas de iones usando espectroscopia Doppler de alta resolución. Para estas medidas se ha mejorado la técnica, recogiendo la emisión del plasma con óptica directa sin ningún haz de fibras para maximizar la luz colectada, y programando la adquisición de datos espectrales con un número flexible de canales espaciales (19 a 29). Además, se ha mejorado su calibración espectral (intensidad relativa y anchura instrumental) incorporando un difusor con respuesta plana en un amplio rango espectral (220 nm - 800 nm). En la [figura 6.7](#) se esquematizan las líneas de visión de la espectroscopia Doppler mejorada. Conviene resaltar que las temperaturas térmicas de los protones perpendiculares así obtenidas coinciden bastante bien con las temperaturas térmicas obtenidas con un analizador de partículas neutras (NPA) [142].

Figura 6.7. *Geometría de observación espectroscópica y de la cámara de vacío del TJ-II, que muestra una forma típica de plasma TJ-II (con configuración magnética $\iota_0 = 1.5$).*

El método espectral implica detectar y analizar el desplazamiento de la longitud de onda de la emisión de Balmer H_α , que refleja la velocidad del neutro emisor a lo largo de la línea de visión. Los neutros de baja energía, que están colisionalmente en equilibrio térmico con protones térmicos, se detectan junto con neutros rápidos,

formándose estos últimos por intercambio de carga entre neutros más fríos y protones energéticos. La línea de emisión espectral H_α registrada por el espectrómetro para cada línea de visión está ajustada por una suma de tres Gaussianas, como se explica en [109]. A partir de esto, se asocia la Gaussiana más estrecha con los neutros fríos de la periferia y la Gaussiana siguiente (algo más ancha) con la componente térmica debido a su cercanía a la temperatura medida por el NPA. En los datos aquí presentados nos centramos en el comportamiento de la temperatura de la Gaussiana más ancha, que correspondería a la población supratérmica de protones.

Figura 6.8. Visualización de diferentes comportamientos de T_{sp}^{avg} (puntos rojos llenos) y la velocidad de convección (puntos cuadrados azules) para diferentes plasmas calentados por ECRH: **(a)** caso de densidad baja con potencia ECRH de 480 kW; **(b)** caso de alta densidad con la misma potencia; **(c)** y **(d)** casos con la mitad de potencia de ECRH. Donde z es la coordenada vertical de la línea de visión.

En la figura 6.8 se muestran gráficas típicas para plasmas generados por ECRH, que representan la amplia variedad de temperaturas promediadas sobre todas las líneas de visión (T_{sp}^{avg}) y velocidades (v) convectivas, donde se aprecia una estructura de picos distribuida espacialmente. Para las descargas mostradas los parámetros de la

configuración fueron: $t_0 = 1.55$, $P_{\text{ECRH } 1} = 240 \text{ kW}$, $P_{\text{ECRH } 2} = 240 \text{ kW}$. En los casos de la figura 6.8 (a) y (b), se seleccionaron descargas calentadas por ambos girotrones, que corresponden a casos de baja y alta densidad respectivamente, con $\rho_1 = \rho_2 = 0.0$. En los casos de la figura 6.8 (c) y (d), se seleccionaron descargas calentadas fuera del eje, pero utilizando únicamente el girotrón-1. Donde la estructura de picos exhibidos por las curvas de T_{sp} y velocidades convectivas son más notorias para el caso de un sólo girotrón.

Otro punto importante respecto a los iones perpendiculares supratérmicos es cuantificar si su población es relevante con respecto a la población térmica y cuál es la dependencia espacial de su relación. Para responder a estas preguntas se muestran en la figura 6.9 (a) y (b) los perfiles de esta relación para las mismas descargas presentadas anteriormente.

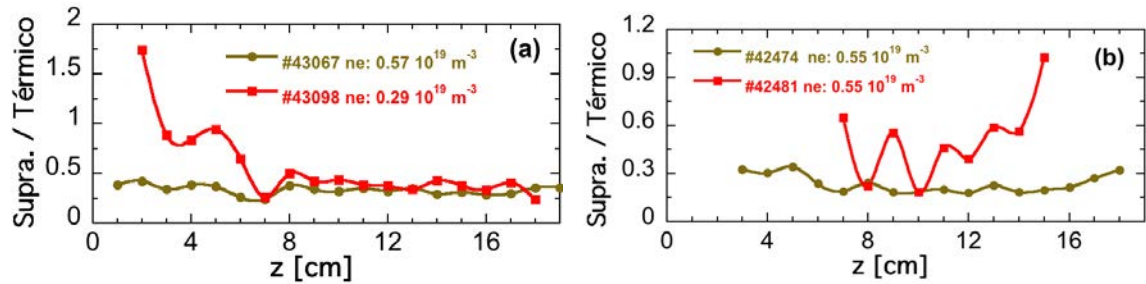


Figura 6.9. Relación entre las poblaciones de iones supratérmicos perpendiculares y la de iones térmicos para diferentes descargas en función de la posición radial. **(a)** Plasmas generados por el calentamiento de ambos girotrones, con la misma potencia total de 480 kW y configuración magnética $t_0 = 1.55$. **(b)** Plasmas generados únicamente con el girotrón-1 y con diferente posición de enfoque el girotrón (#42481 - $\rho_1 = -0.37$, #42474 - $\rho_1 = 0.53$) y configuración magnética $t_0 = 1.55$.

Para las descargas con densidades electrónicas promediadas en línea alrededor de $0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (# 43067), la relación es casi plana y en el intervalo de 20 % a 40 %. Sin embargo, puede ser más alto y máximo para casos particulares tales como descarga #43098. Mientras que en los plasmas generados por un solo girotrón la relación entre iones perpendiculares supratérmicos y los térmicos no es muy clara.

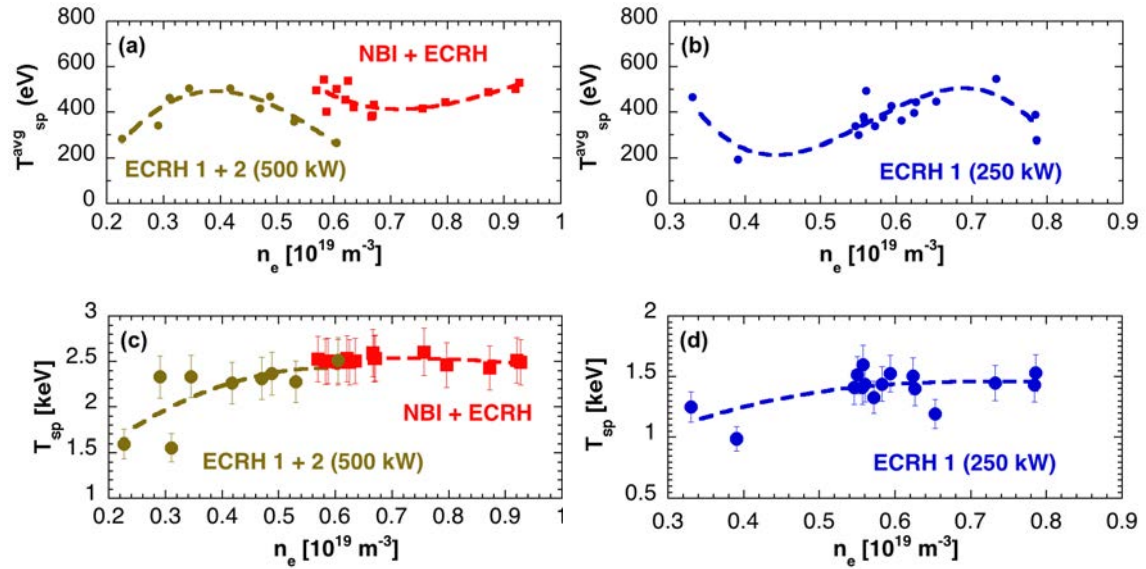


Figura 6.10. Dependencia de las temperaturas supratérmicas perpendiculares (*arriba*) y paralelas (*abajo*), donde las perpendiculares son promedios sobre toda la línea de visión, frente a la densidad media de línea en diferentes escenarios de calentamiento: (a) y (c) descargas de plasma calentadas por la potencia máxima de ECRH, dos girotrones con una potencia total de 500 kW (círculos café llenos), y descargas inicialmente calentadas por ECRH seguidas por NBI, pero superponiendo uno o dos girotrones para mantener el control de densidad durante la fase NBI (cuadrados rojos llenos); (b) y (d) Trazado similar, pero para descargas calentadas únicamente por el girotrón-1 con una potencia de alrededor de 250 kW (puntos azules llenos).

En la [figura 6.10](#), se compara la temperatura (T_{sp}^{avg}) media de los iones perpendiculares, medida por el método espectral, con la temperatura (T_{sp}) de los iones más paralelos detectados por el DIR:

- Para el caso de los plasmas generados por ambos girotrones (ECRH 1+2, con una potencia total de 500 kW) se alcanza un máximo de T_{sp}^{avg} alrededor de $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, ver [figura 6.10 \(a\)](#), mientras que para la parte paralela T_{sp} , ver [figura 6.10 \(c\)](#), no parece mostrar un máximo. Estos últimos tienen una temperatura que es un factor 4-5 veces más alta que las de los iones perpendiculares.
- Para el caso de los plasmas generados únicamente por el girotrón-1 (con una potencia total de 250 kW) se alcanza un máximo de T_{sp}^{avg} alrededor de $0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, ver [figura 6.10 \(b\)](#), mientras que para la parte paralela T_{sp} , ver [figura 6.10 \(d\)](#), nuevamente parece no tener un máximo de temperatura. Estos últimos tienen una

temperatura que es un factor 3-4 veces más alta que los perpendiculares. Sin embargo, estos valores son más pequeños que los obtenidos utilizando 2 girotrones, lo cual está en concordancia nuevamente con los resultados conseguidos utilizando el sistema de adquisición antiguo, ver [figuras 5.2 y 5.3](#).

También se han representado (con cuadrados rojos) datos de la fase NBI de descargas del TJ-II en las que se superponen uno o dos girotrones fuera del eje para obtener densidades controladas y planas: en la [figura 6.10 \(a\)](#), para la parte perpendicular y en la [figura 6.10 \(c\)](#), para la parte paralela. Estos últimos tienen una temperatura que es un factor ≈ 5 veces más alto que la perpendicular. Ese mismo rango de densidad no se puede alcanzar con ECRH solo debido al límite impuesto por la densidad de corte de las ondas de calentamiento.

6.3. DETECCIÓN DE *ELMS-LIKE* EN LA FASE DE CALENTAMIENTO POR NBI

El objetivo principal de las mejoras introducidas en el DIR es poder estudiar fenómenos del plasma que pudieran ocurrir en tiempos mucho menores que 1 ms, que era en la práctica el tiempo mínimo de integración de la señal en la versión anterior del detector. Un fenómeno que se produce en dispositivos de fusión por confinamiento magnético en escalas de tiempo inferiores a 1 ms es la aparición de modos localizados en el borde (*Edge-Localized-Modes*, ELMs), particularmente aquellos que ocurren durante la fase de calentamiento con NBI. El borde de un plasma de fusión se caracteriza por su comportamiento turbulento e intermitente que afecta fuertemente el confinamiento global y la interacción plasma-pared.

En los tokamaks que operan en el modo de alto-confinamiento (modo-H), los altos gradientes de presión del plasma en el borde (pedestal) desencadenan inestabilidades magneto-hidrodinámicas (*Magneto-HydroDynamic*, MHD) que producen ELMs que expulsan intermitentemente grandes flujos de partículas (iones y electrones), que a su vez pueden calentar el revestimiento del reactor [\[143,144\]](#). En lo que respecta a los stellarators, los eventos tipo ELMs y *ELM-like* se han estudiado desde el descubrimiento del modo-H en el stellarator W7-AS [\[145-147\]](#). La diferencia entre ambos fenómenos (ELMs y *ELM-like*) es que los ELMs aparecen cerca de la transición al modo H, mientras que los eventos de tipo *ELM-like* están presentes en una gran

variedad de condiciones del plasma [148]. En los tokamaks, se tienen ambos tipos de eventos como consecuencia de ráfagas repetitivas en el borde del plasma en dirección a la región del plasma fuera del LCMFS (en inglés se denomina a esta región como *scrape-off layer*, SOL), aunque los ELMs son más violentos que los eventos de tipo *ELM-like*. Ambos muestran una fenomenología similar: la inestabilidad comienza con el aumento de las fluctuaciones magnéticas, medido con bobinas de Mirnov, y un colapso rápido de la temperatura en el borde durante unos 100 μs en una región localizada (punto de pivote). Los eventos *ELM-like* también se han observado en el Heliotron LHD [149-151] y en el TJ-II. En el caso de TJ-II, estos eventos se observaron primero en los plasmas generados por ECRH a baja densidad electrónica (densidad electrónica media de línea $n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$) [152,153] y posteriormente en los plasmas calentados con NBI ($1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) [154]. Para ambos modos de calentamiento en TJ-II se encontró que el pivote de la inestabilidad está situada cerca de superficies magnéticas resonantes (racionales) de bajo orden, típicamente alrededor de valores centrales de $t_0 \approx 1.5$.

En esta parte del trabajo nos centramos en analizar cómo se comporta la población de iones supratérmicos en los eventos del tipo *ELM-like* en el TJ-II, durante el calentamiento con NBI. Estos modos de *ELM-like* son bastante universales en dispositivos de fusión por confinamiento magnético y los efectos perjudiciales de las pérdidas de iones rápidos son de suma importancia tanto en dispositivos experimentales actuales como en futuros plasmas de fusión. Su detección y análisis con la nueva versión del detector es un excelente banco de pruebas para evaluar sus capacidades para detectar fenómenos rápidos del plasma que puedan afectar a la población de iones supratérmicos.

6.3.1. Eventos *ELM-like*

Para el estudio de eventos *ELM-like* en el TJ-II se analizaron varias descargas donde se observaron y se seleccionó la #41525 para ilustrar lo que se ve en la población de iones supratérmicos durante estos eventos. En la descarga seleccionada, el plasma es generado por ECRH usando parámetros fijos para girotrón-1 ($p_1 = 0$, $P_{\text{ECRH } 1} = 240 \text{ kW}$) y girotrón-2 ($p_2 = 0$, $P_{\text{ECRH } 2} = 248 \text{ kW}$) y posteriormente se introduce el NBI-1 ($P_{\text{NBI-1}} = 460 \text{ kW}$), habiendo un solapamiento de 5 ms entre ambas fuentes de calentamiento, y

entonces ambos girotrones se desconectan. La configuración magnética tiene $\tau_0 = 1.5$ y la frecuencia de adquisición del DIR es de 100 MHz.

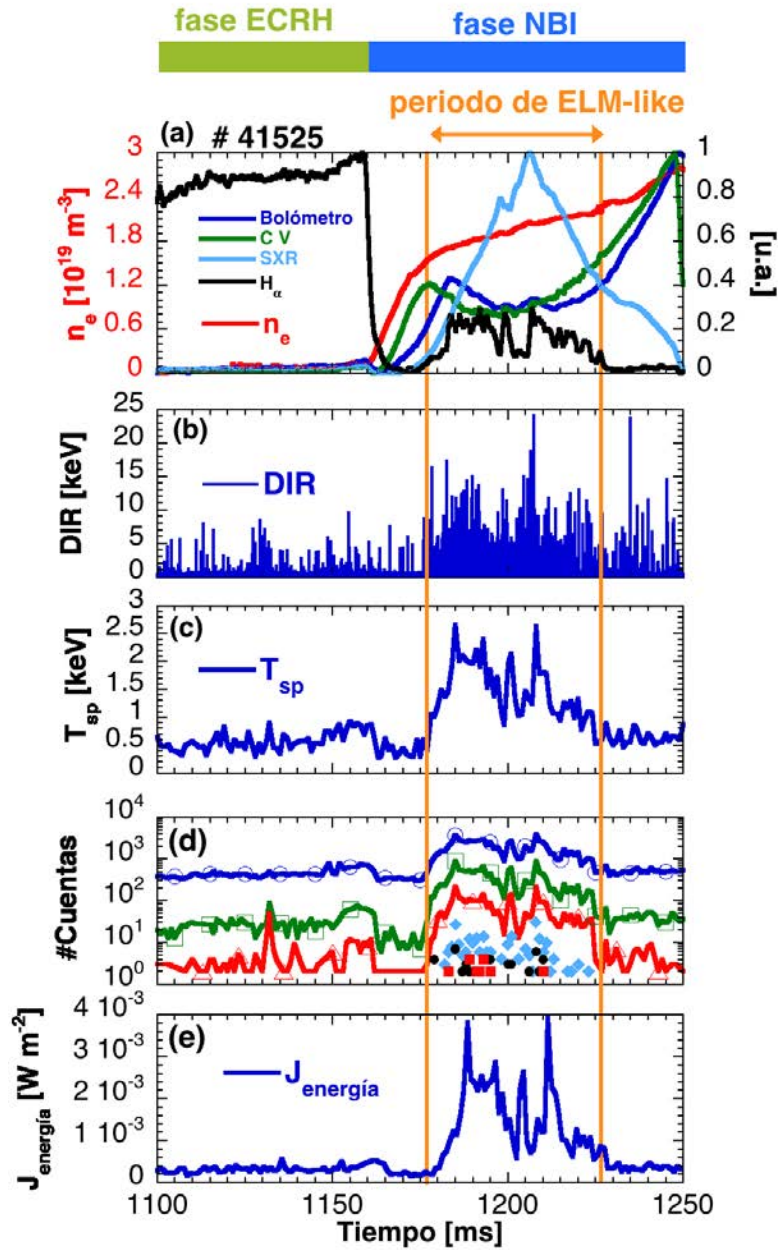


Figura 6.11. (a) Trazas de algunos diagnósticos, (b) señal del DIR en unidades de keV, (c) T_{sp} calculado en ventanas de tiempo de 1 ms, (d) número de cuentas (#Cuentas) detectado por el DIR en diferentes intervalos de energía, en ventanas de tiempo de 1 ms, y (e) flujo de energía perdida en el intervalo de energía de 1 keV a 30 keV. Para (d) 1 - 5 keV (línea azul y círculos, \oplus), 5 - 10 keV (línea verde y rectángulos, \boxplus), 10 - 15 keV (línea roja y triángulos, \blacktriangle), 15 - 20 keV (diamantes azules sólidos, \blacklozenge), 20 - 25 keV (círculos negros sólidos, \bullet), 25 - 30 keV (rectángulos rojos sólidos, \blacksquare). Se destaca el período en el que se tienen eventos del tipo ELM-like.

En la [figura 6.11](#) se muestra una selección de trazas de algunos diagnósticos a lo largo de las fases de calentamiento ECRH y NBI. En las trazas de los diagnósticos se observan cambios claros al pasar de la fase ECRH a la de NBI. El DIR distingue estos cambios de la fase de calentamiento como un aumento en el número y la energía de los iones supratérmicos detectados, véase la [figura 6.11 \(b\)](#). En la [figura 6.11 \(c\)](#) se muestra la temperatura de los iones supratérmicos (T_{sp}), cuya temperatura promedio durante la fase ECRH es de $\langle T_{sp} \rangle = 0.52$ keV con una desviación estándar de $\sigma_{T_{sp}} = 0.13$ keV; mientras que en la fase NBI la T_{sp} alcanza valores entre 0.5 keV y 3 keV. En contraste, la temperatura de los protones térmicos aumenta típicamente de 0.06 keV a 0.12 keV, de una fase de calentamiento a la otra. Está claro que una mayor T_{sp} indica la existencia y pérdida de iones supratérmicos de mayor energía. Para determinar la evolución temporal del número de iones en distintos rangos de energía se tomaron intervalos de tiempo de 1 ms, y los resultados se muestran en la [figura 6.11 \(d\)](#). El flujo de energía perdida ($J_{energía}$), debido a un mayor número de iones que escapan con alta energía durante la fase NBI, queda reflejado en la [figura 6.11 \(e\)](#). Durante la fase ECRH, sólo se detectan unos pocos iones con energías de hasta 10 keV (la mayoría tiene energías inferiores a 5 keV). Sin embargo, durante la fase NBI, unos pocos iones detectados pueden alcanzar valores de energía de hasta 30 keV, que corresponden a pérdidas directas.

Durante la fase de NBI, cuando la densidad electrónica, n_e , toma valores por encima de un nivel umbral, las ráfagas (eventos de tipo *ELM-like*) procedentes del plasma se propagan hacia afuera y son detectados por varios diagnósticos en el borde (entre ≈ 1180 ms y ≈ 1220 ms), mientras que la actividad de las ráfagas tiene una ligera influencia en la traza de n_e (n_e aumenta continuamente). Los diagnósticos utilizados normalmente para detectar eventos de tipo *ELM-like* son el detector H_α , la emisión de la línea C V (227.1 nm), véase la [figura 6.12 \(a\)](#). El aumento en la señal de la emisión de H_α está relacionada con un aumento repentino del flujo de partículas hacia fuera. La actividad de tipo *ELM-like* también tiene una fuerte influencia en el comportamiento de las impurezas, en particular, los picos de emisión del C V durante eventos de tipo *ELM-like*. La aparición de oscilaciones magnéticas en las bobinas de Mirnov marca el comienzo de la perturbación, y el valor cuadrático medio (*root mean square*, r.m.s) de una bobina de Mirnov, que detecta las oscilaciones magnéticas radiales, se muestra en la [figura 6.12 \(b\)](#). Durante el evento de tipo *ELM-like*, el DIR detecta iones supratérmicos

con energías altas, lo que coincide con mayores fluctuaciones en la señal de las bobinas Mirnov. En la [figura 6.12 \(c\)](#) se muestra la función de distribución de energía, $f(W)$, calculada para ventanas de tiempo de 100 μ s, donde hay un aumento de amplitud debido a los eventos de tipo *ELM-like*.

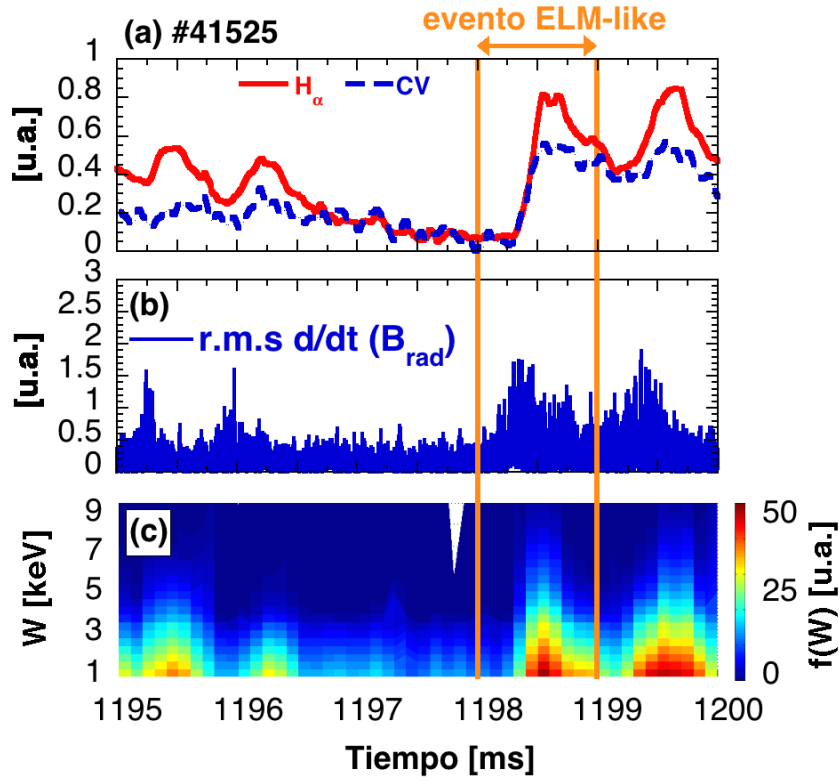


Figura 6.12. (a) Trazas de algunos diagnósticos, dentro de la fase donde aparecen los *ELM-like*, para la descarga # 41525; se destaca un evento *ELM-like*. (b) Evolución temporal del valor r.m.s. de una bobina de Mirnov. Aquí se observa un retraso de tiempo entre las señales. (c) Espectrograma de energía, W , de iones detectados en ventanas de tiempo de 100 μ s (en escala logarítmica). Los períodos de mayor amplitud en $f(W)$ están asociados con eventos *ELM-like*.

Durante la fase de calentamiento NBI se pueden distinguir en los espectrogramas de la bobina de Mirnov, ver [figura 6.13 \(a\)](#), tanto períodos libres de eventos *ELM-like*, como ventanas de tiempo donde no aparecen. Los eventos *ELM-like* se distinguen como un aumento de la actividad magnética entre 15 kHz y 70 kHz. Debemos hacer la distinción de que éstas no son las frecuencias de repetición de los modos *ELM-like*, que son usualmente del orden de 1 kHz. Los eventos de tipo *ELM-like*, y los periodos libres de ellos, también se observan en los espectrogramas de la señal del DIR, ver [figura 6.13](#)

(b), donde las frecuencias predominantes están entre 15 kHz y aproximadamente 80 kHz, aunque se nota su presencia hasta frecuencias de 150 kHz. Hay que hacer notar que los espectrogramas de la señal del DIR definen mejor la presencia de inestabilidades del tipo *ELM-like* que los espectrogramas de la bobina de Mirnov. Estas frecuencias tan altas, observadas por el DIR, sugieren la presencia de cierta estructura en tiempos más cortos que escapan a los diagnósticos de respuesta más lenta, una prueba más de las altas capacidades del nuevo DIR. Para resaltar esta observación, en el siguiente apartado nos focalizamos en el análisis de un único evento *ELM-like*.

Figura 6.13. *Espectrogramas de señales para la descarga #41525: (a) bobina de Mirnov y (b) DIR. Los eventos de tipo ELM-like se pueden distinguir como aumentos en la amplitud en ciertas frecuencias en ambos diagnósticos. Se destaca un evento ELM-like y un período de tiempo libre de inestabilidades de tipo ELM-like.*

6.3.2. Estructura fina de un evento tipo *ELM-like*

En la literatura científica, las investigaciones de la estructura espacio-temporal de eventos ELM se han reportado en las zonas del SOL de los tokamaks ASDEX y JET [155], que consisten en “ráfagas” individuales o *blobs*. En ASDEX, usando un fotomultiplicador para medir la radiación H_{α}/D_{α} con una anchura de banda de 1 MHz, se determinó que estos *blobs* tienen una duración entre 10 μ s y 20 μ s. En JET, utilizando sondas de Langmuir para medir la corriente de saturación iónica (I_{sat}) y el potencial

flotante en el SOL, se observan picos intensos en las señales de I_{sat} que indican tiempos de *blobs* de 10 μs a 50 μs durante eventos ELMs de tipo I. En el stellarator TJ-II, la existencia de una estructura fina (expulsión de *blobs* del plasma) en el plasma durante eventos *ELM-like* se ha reportado anteriormente, midiendo con una cámara rápida sin filtro la emisión visible del plasma [156]. La cámara rápida mide la luz proveniente de los eventos de tipo *ELM-like* del borde del plasma en el SOL y dentro de la *separatrix*, donde se distinguen claramente los *blobs* y agujeros (que dejan los *blobs* al ser expulsados) en escalas de tiempo de unos pocos microsegundos.

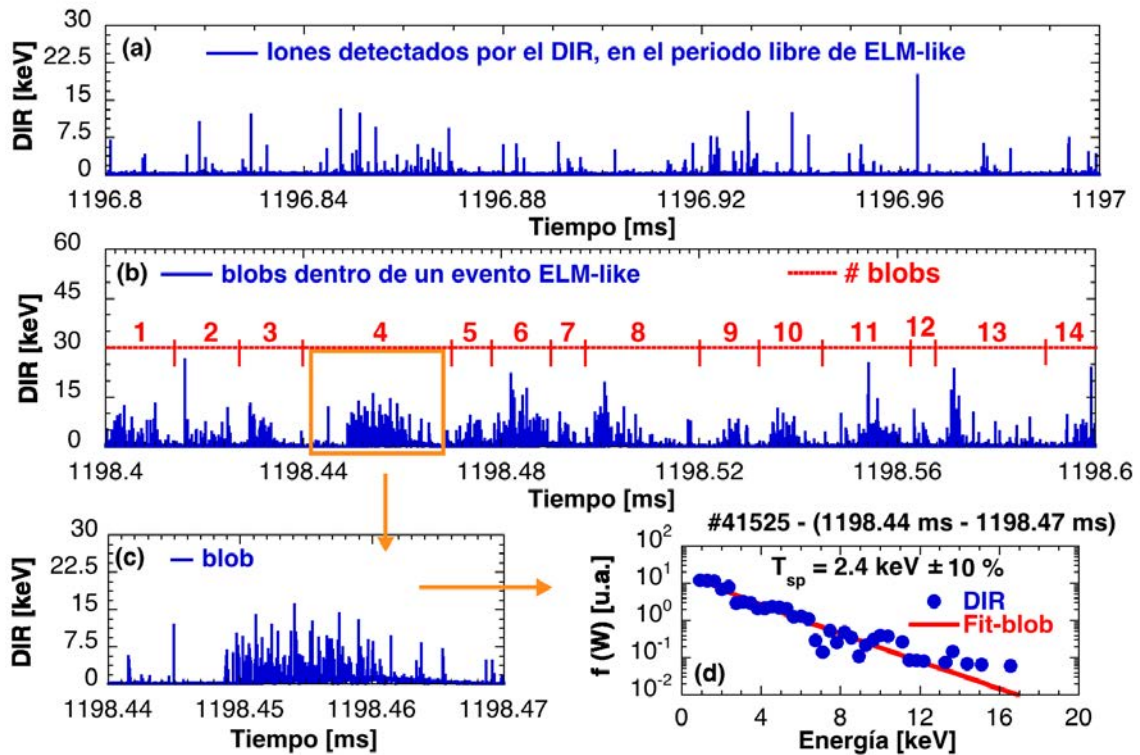


Figura 6.14. Energías de los iones supratérmicos individuales detectados a lo largo de la descarga #41525 por el DIR durante: (a) una fase libre de ELM-like y (b) una fase de ELM-like (ambos dentro de una ventana de tiempo de 200 μs). Las subestructuras formadas por los blobs se numeran. (c) Blob individual dentro de un evento ELM-like. (d) Función de distribución de energía $f(W)$ para un único blob.

Para resaltar las capacidades de resolución temporal del nuevo DIR, se tomaron dos ventanas de tiempo en la descarga #41525, una durante la fase libre de eventos *ELM-like*, figura 6.14 (a), y la otra dentro de una fase donde aparecen éstos, figura 6.14 (b), ambas ventanas con la misma duración temporal (200 μs). En el período libre de

eventos *ELM-like* el DIR detecta iones supratérmicos con diferentes energías (> 1 keV), y a una tasa de 500 iones/ms. Por otra parte, se ve dentro de la inestabilidad de tipo *ELM-like* una subestructura formada por varios *blobs*, con tiempos característicos de entre 5 μ s y 15 μ s, dando lugar a las altas frecuencias observadas en el espectrograma de la señal del DIR mostrado en la [figura 6.13 \(b\)](#). Como puede comprobarse, la velocidad de adquisición del DIR (100 MHz) es suficientemente alta para observar los iones supratérmicos individuales dentro de un *blob*. Por ejemplo, en el intervalo de 1194.44 ms a 1198.47 ms, ver [figura 6.14 \(c\)](#), la tasa detectada de iones supratérmicos, con energías > 1 keV, es de 20 iones/ μ s. El *blob* detectado tiene un número suficiente de iones tales que es posible calcular su función de distribución de energía $f(W)$ (los iones supratérmicos del fondo representan sólo el 2.5% de los iones supratérmicos durante el *blob*, por lo que $f(W)$ no se ve gravemente afectada), donde su temperatura asociada es $2.4 \text{ keV} \pm 10\%$, mientras que la T_{sp} asociado con el evento *ELM-like* es ≈ 2 keV (donde el evento *ELM-like* aparece en el intervalo de tiempo de ≈ 1198 ms a ≈ 1999 ms).

Esta estructura espacial observada durante los eventos de tipo *ELM-like* se asemeja a las fluctuaciones de *blobs*, inicialmente sugerida por *Krasheninnikov et al. [157]* para explicar el transporte radial de partículas en el SOL debido a fluctuaciones “ordinarias”, sin importar si provienen o no de eventos relacionados con ELMs. Esta teoría se basa en la hipótesis de la separación de *blobs* de alta densidad de plasma, provenientes del volumen de plasma, debido a efectos de turbulencia. Estos *blobs* se extienden a lo largo de las líneas de campo magnético y se propagan hacia el exterior desde el SOL. La ecuación (6.1) relaciona la velocidad de propagación de un *blob* (V_b) y la longitud poloidal del *blob* (δ).

$$V_b = \frac{C_s}{\tau} \left(\frac{\rho_i}{\delta} \right)^2 \frac{n_b}{n_{SOL}} \quad (6.1)$$

donde C_s es la velocidad del sonido en el plasma, τ es la transformada rotacional (donde se toma $\tau = \tau_0$), ρ_i es el radio de giro del ión, n_b es la densidad del *blob* del plasma y n_{SOL} es la densidad del plasma en el SOL, donde la teoría asume que la densidad del plasma satisface que $n = n_e = n_i$. La ecuación (6.2) determina el límite de la densidad de partículas del plasma en un *blob*, N_{b-max} , donde R es el radio mayor del TJ-II.

$$N_{b-max} = n_{SOL} \left(\frac{1}{l^7} \left(\frac{\rho_i}{R} \right)^4 \right)^{1/3} \left(\frac{n_b}{n_{SOL}} \right)^{4/3} R^3 \quad (6.2)$$

Por otro lado, la energía media, $\langle W \rangle$, para los *blobs*, como las señaladas en la

figura 6.14 (b), tiene un valor de entre 2 keV y 5 keV, con desviación estándar para energía, σ_W , entre 5 eV y 20 eV, mientras que su desviación temporal, σ_{time} , está entre 1 μ s y 6 μ s. Sabiendo la energía media de cada *blob*, se calcula su velocidad (V_b), mientras que la longitud del *blob* (δ_b) se calcula como la distancia recorrida por el *blob* en un tiempo igual a $2\sigma_{time}$. El valor de δ_b no se corresponde necesariamente con la longitud poloidal del *blob*, aunque pueden considerarse proporcionales entre sí (aquí tomamos la aproximación $\delta_b \approx \delta$). Finalmente, en la figura 6.15 se representan los resultados de las ecuaciones (6.1) y (6.2), que muestra una dependencia entre los cocientes de densidades (n_b/n_{SOL}) y la longitud del *blob* (δ_b) para uno de ellos. Las flechas indican el número máximo de partículas de plasma posibles, N_{b-max} , para cada *blob*.

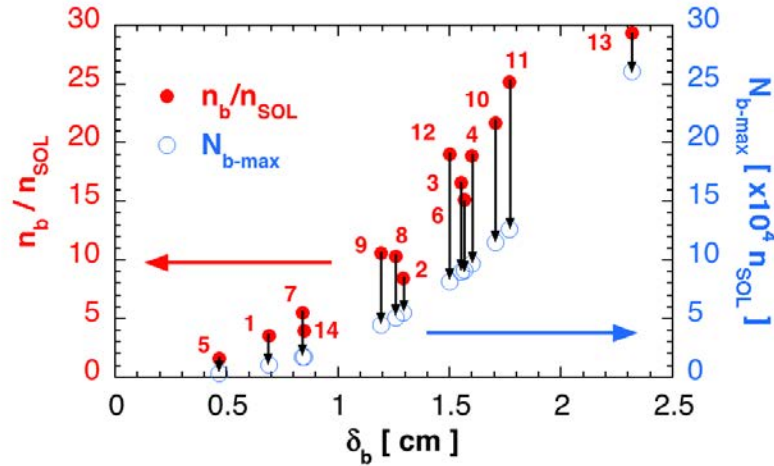


Figura 6.15. (Puntos rojos) Gráfico del cociente entre densidades (n_b/n_{SOL}), versus la longitud del blob (δ_b), para los blobs mostrados en la figura 6.14 (b). **(Círculos azules)** Límite del número de partículas en cada blob, N_{b-max} , versus δ_b . Las flechas negras indican qué valor de N_{b-max} le corresponde a cada blob. Los números indican el número de blob mostrado en la figura 6.14 (b).

Por tanto, estas estructuras en forma de *blobs* de partículas de alta energía tienen una densidad más alta que las del plasma circundante. Esta estructura está orientada en el plano radial-poloidal perpendicular a \mathbf{B} mientras se extiende a lo largo de las líneas de campo. Desde el punto de vista tridimensional, esta estructura se parece a un filamento. De hecho, una estructura de filamentos similar se ha observado anteriormente

en el SOL del stellarator TJ-K [158]. En contraste, cuando se observa una sección transversal bidimensional normal a \mathbf{B} , como hace el DIR, estas estructuras parecen “ráfagas” o *blobs* con un exceso de densidad, tal como muestran estos resultados.

6.4. CONCLUSIONES

Se han mostrado en este Capítulo las diferencias entre el sistema de adquisición anterior (con una frecuencia de muestreo de 1.25 MHz y el material luminiscente TG-Green) y el nuevo sistema que es capaz de trabajar a una frecuencia de digitalización de hasta 1 GHz, utilizando el material luminiscente YAP:Ce. Se ha discutido la diferencia entre adquirir a 1 GHz y 100 MHz, en ambos casos obteniendo una estadística muy similar para el cálculo de la temperatura de los iones supratérmicos. Se ha justificado que la razón para muestrear a 100 MHz es realizar análisis de datos más rápidos y no saturar las capacidades de tratamiento de datos del software auxiliar. A esta frecuencia de adquisición es posible detectar variaciones en la población de iones supratérmicos que ocurran en tiempos de algunos microsegundos.

Las temperaturas supratérmicas perpendiculares son típicamente entre 8-10 veces más altas que las térmicas y un factor 3-5 más pequeñas que la componente iónica supratérmica detectada por el DIR, que corresponde a iones casi paralelos. Las T_{sp}^{avg} perpendiculares exhiben picos sistemáticos en algunas posiciones particulares, que son más pronunciados para algunas condiciones específicas. También se observa un comportamiento de picos similar en su perfil de velocidad de convección. Estas observaciones empíricas que contribuyen a una base de datos supratérmicos más completa deberían complementarse con un enfoque más teórico que pudiera explicar estas observaciones.

El nuevo sistema de adquisición ha permitido estudiar inestabilidades de tipo *ELM-like*, que pueden ocurrir en la fase de calentamiento por NBI en el TJ-II, como un incremento en la población de iones supratérmicos que escapan del plasma. Desafortunadamente, este diagnóstico no puede usarse para medir dentro de la LCMFS, donde se cree que se originan estas inestabilidades. Por lo tanto, es difícil determinar si la estructura fina observada es inherente a la inestabilidad subyacente a un *ELM-like* o si se genera como un efecto secundario una vez que el plasma va de la región de confinamiento hacia el SOL.

El análisis presentado aquí muestra que una inestabilidad de tipo *ELM-like* está

compuesto de subestructuras o *blobs*, en escalas de tiempo más cortas y con temperaturas más altas que las asociadas con un evento de tipo *ELM-like*. La física de la formación de las subestructuras está más allá del alcance de este trabajo. Ha sido posible realizar una comparación entre los datos obtenidos por el DIR y las predicciones de la teoría de Krashennnikov, la cual proporciona una idea de la escala de longitud de los *blobs*, la relación de la densidad del *blob* con la densidad del plasma en el SOL y el número máximo de partículas posibles para cada *blob*.

Aunque la existencia de eventos de tipo *ELM-like* puede tener consecuencias perjudiciales en la interacción del plasma con la pared del reactor, pueden usarse para estudiar muchos aspectos dinámicos de la física de iones rápidos, cuya importancia para los plasmas de fusión es obvia. A pesar que el presente trabajo no ha investigado la física de la formación de las inestabilidades de tipo *ELM-like*, se enfatiza la presencia de iones supratérmicos en *blobs* de unos pocos microsegundos dentro de eventos *ELM-like*. Con el fin de determinar experimentalmente si la estructura fina observada es causada por la inestabilidad subyacente de los eventos *ELM-like*, y por consiguiente ya presentes durante el surgimiento de los *ELM-like*, o si esta estructura fina es generada en el SOL por los mismos mecanismos responsables de la turbulencia en el SOL, se requerirían diagnósticos con resolución espacial y temporal dentro de la región de la LCMFS, donde se originan las inestabilidades de tipo *ELM-like*.

Capítulo 7

CONCLUSIONES GENERALES

7.1. VISIÓN GENERAL

Se ha realizado un trabajo de física experimental que ha utilizado pantallas ionoluminiscentes para detectar iones de energías bajas (1-40 keV) con la sonda de iones rápidos del stellarator TJ-II. Su operación en este stellarator ha hecho posible estudiar varios problemas de interés en la física de partículas rápidas o supratérmicas, ha permitido acumular experiencia instrumental y de física de partículas rápidas y los resultados obtenidos han sugerido varias mejoras instrumentales futuras y han abierto líneas de investigación prometedoras.

7.2. OBJETIVOS ALCANZADOS

7.2.1. De tipo instrumental

1. Se han estudiado y caracterizado en el laboratorio las propiedades de un nuevo material (YAP:Ce), utilizando un haz de protones de 1 keV hasta 40 keV. Este material es muy prometedor para su uso en detectores de iones rápidos, debido a dos factores muy importantes: una buena diferencia de amplitudes de la señal con respecto a la energía del haz incidente, algo muy importante para la discriminación de la energía de los iones, y un tiempo de decaimiento rápido, lo que permite estudiar fenómenos que ocurran en tiempos menores que un microsegundo. En particular, en el detector de iones rápidos del TJ-II el nuevo material responde mejor (en amplitud de señal y tiempo) que el material precedente (TG-Green) utilizado desde la campaña 2007.

2. Se ha desarrollado un modelo teórico sencillo de la ionoluminiscencia (empleando el código SRIM), el cual se ajusta muy bien a la respuesta experimental

medida del YAP:Ce, permitiendo realizar estudios de respuesta del ML antes de ser irradiado.

3. Se mejoró el sistema de adquisición de datos elevando la frecuencia de muestreo de 1.25 MHz hasta una frecuencia de 1 GHz lo que ha permitido, en combinación con el ML nuevo, estudiar fenómenos del plasma que no se podían abordar con el sistema anterior.

4. Se ha estudiado la posibilidad de sustituir la cabeza del detector de iones rápidos, pasando de una cavidad cilíndrica a una elipsoidal. Los resultados previos, tanto teóricos como los experimentos ópticos realizados en un prototipo, muestran la gran capacidad que tiene la sonda elipsoidal para coleccionar luz de forma muy eficiente.

7.2.2. Física de iones rápidos en plasmas relevantes para fusión

1. El detector de iones rápidos empleado en el TJ-II muestra ser sensible no sólo a iones rápidos procedentes del NBI, sino también a la componente supratérmica de iones asociada al calentamiento de ECRH.

2. Se llevó a cabo un estudio para investigar cómo cambia y se modifica esta población de iones supratérmicos durante plasmas generados por ECRH.

3. Se estudiaron las funciones de distribución de energía de la población de iones supratérmicos, bajo distintos escenarios de calentamiento ECRH, y se extrajo la temperatura, flujo de partículas y flujo de energía de los iones supratérmicos.

4. Se empleó un modelo de balance de potencia cero-dimensional para la componente iónica, térmica y supratérmica, para entender las variaciones de la población de iones supratérmicos en los experimentos de modulación de potencia. Este modelo expresa la interacción de la población de iones supratérmicos con las componentes del plasma, donde la interacción entre iones supratérmicos y la población de neutros parece ser la dominante.

5. Las mejoras de hardware realizadas en el detector de iones rápidos, como cambiar el material luminiscente y aumentar la frecuencia de muestreo, permitió estudiar con detalle eventos rápidos en la fase de calentamiento por NBI. Estos resultados experimentales se compararon con la teoría de *Krasheninnikov*, lo que aportó más información sobre la población de iones supratérmicos durante los eventos de tipo *ELM-like*.

7.3. LÍNEAS ABIERTAS PARA FUTURAS INVESTIGACIONES

7.3.1. Materiales luminiscentes

1. En el caso del detector de iones rápidos empleado en el TJ-II el YAP:Ce ha demostrado ser muy eficiente, de respuesta temporal adecuada y robusto a daños por irradiación para su uso en la detección de iones rápidos. Sin embargo, es necesario un estudio de irradiación a más altas energías y a condiciones de trabajo más exigentes para verificar si es posible su extrapolación a reactores como ITER, donde las energías de las partículas incidentes en las pantallas luminiscentes serán más altas que las empleadas en el TJ-II y los niveles de radiación mucho más elevados.

2. Es necesario un estudio más detallado, de la respuesta luminiscente, a temperaturas y niveles de radiación más elevados y proceder a buscar alternativas más adecuadas para trabajar en estas condiciones, si este material no fuese viable en estas condiciones.

7.3.2. Detector de iones rápidos y problemas físicos abordables

1. Modificar el detector de iones rápidos para posicionar el diafragma a diferentes ángulos de forma remota, sin necesidad de retirarlo por completo de la cámara de vacío del TJ-II. De esta forma se podría realizar un estudio de la población de iones supratérmicos, en ambas fases de calentamiento ECRH y NBI, en función del ángulo del colimador podría aportar más información sobre la física relacionada para su generación, interacción con los componentes del plasma y su desconfinamiento.

2. Profundizar en el estudio (comparativo) entre los iones supratérmicos perpendiculares estudiados con espectroscopia y la población de iones supratérmicos estudiados con el detector de iones rápidos. De esta manera sería posible obtener más información sobre los mecanismos físicos responsables de su generación en plasmas ECRH.

3. Profundizar en medidas y modelos teóricos de la población de neutros, fuera de la última superficie de flujo cerrada del plasma, que pudieran entender los resultados obtenidos con el detector de iones rápidos a distintas posiciones. O bien, podría dar más información para corregir y mejorar el modelo de balance de potencia cero-dimensional.

4. Estudiar con más detalle los espectrogramas de la señal del detector de iones rápidos en todas las configuraciones del TJ-II, utilizando una frecuencia de muestreo

Capítulo 7. Conclusiones generales

alta (100 MHz), para localizar fenómenos del plasma que alteren directamente la población de iones supratérmicos en tiempos cortos, por debajo de un microsegundo. En el [Capítulo 7](#) se mostró un ejemplo de esto durante la fase de calentamiento por NBI, pero no implica que sea el único proceso que afecte a la población de iones supratérmicos durante el calentamiento por NBI, o bien durante el calentamiento por ECRH.

Referencias

- [1] Anselmann P. et al., “*Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso*”, Phys. Lett. B, **285**, 376 (1992).
- [2] Braams C. M. y Stott P. E., “*Nuclear Fusion. Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research*” IOP Publishing Ltd, Bristol (2002).
- [3] Sheffield J., “*The physics of magnetic fusion-reactors*”, Rev. Mod. Phys. **66**, 1015 (1994).
- [4] Rebut P. H., “*L'Énergie des étoiles. La Fusion Nucléaire Controlée*”, Odile Jacob (1999).
- [5] Dinklage A. et al., “*Plasma Physics. Confinement, transport and collective effects*”. Lecture Notes in Physics, Springer (2005).
- [6] Wesson J., “*Tokamaks*”, Clarendon Press, Oxford, England, (2004).
- [7] Nuclear Cross Section Data: <http://home.earthlink.net/~jimlux/nuc/sigma.htm>
- [8] Bell A. R., “*Laser Produced Plasmas*”, en: “*Plasma Physics: An Introductory Course*”, Cambridge University Press, Cambridge (1993).
- [9] Wakatani M., “*Stellarator and Heliotron Devices*”. Oxford University Press, Oxford (1998).
- [10] Miyamoto K., “*Plasma Physics for Nuclear Fusion*”, MIT Press, Cambridge (1980).
- [11] Tamm I. Y. y Sakharov A., “*Theory of a magnetic thermonuclear reactor*”. Pergamon, Oxford (1961).
- [12] Keilhacker M. et al., “*The scientific success of JET*”, Nucl. Fusion, **41**, 1925 (2001).
- [13] Mitsuru Kikuchi, Karl Lackner, Minh Quang Tran, “*Fusion Physics*”, IAEA 2012, ISBN 978-92-0-130410-0.
- [14] Spitzer L., “*The stellarator concept*”, Physics of Fluids **1**, 253 (1958).
- [15] Lyon J. F. et al., “*Stellarators*”, Nucl. Fusion **30**, 1695 (1990).
- [16] LHD website: <http://www.lhd.nifs.ac.jp/en/>
- [17] Wendelstein-7X: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/pr/forschung/w7x/index.html>
- [18] Yoshikawa S., “*Design of a helical-axis stellarator*”, Nucl. Fusion **23**, 667 (1983).

- [19] Harris J. H. et al., “*A flexible heliac configuration*”, Nucl. Fusion **25**, 623 (1985).
- [20] Alejaldre C. et al., “*TJ-II project: A flexible heliac stellarator*”, Fusión Technol., **17**, 131 (1990).
- [21] Hender T. H. et al., “*Studies of a flexible heliac configuration*”, Fusion Technol. **13**, 521 (1988).
- [22] Tribaldos V., Jiménez J. A., Guasp J. y Ph van Milligen B., “*Electron cyclotron heating and current drive in the TJ-II stellarator*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **40**, 2113–2130 (1998).
- [23] Guasp J. y Liniers M., “*Loss cone structure for ions in the TJ-II helical axis stellarator*”, Nucl. Fusion, **40**, 397-427 (2000).
- [24] Tabarés F. L. et al., “*Impact of wall conditioning and gas fuelling on the enhanced confinement modes in TJ-II*”, J. Nucl. Mater., **313-316**, 839 (2003).
- [25] Cairns R. A., “*Radio-frequency Plasma Heating*”, en: “*Plasma Physics: An Introductory Course*”. Cambridge University Press, Cambridge (1993).
- [26] Fernández A. et al., “*Quasioptical transmission lines for ECRH at TJ-II stellarator*”, Int. J. Infrared Milli., **21**, 1945 (2000).
- [27] Eguilior S. et al., “*Perturbative Heat Transport Experiments on TJ-II*”, Informes Técnicos CIEMAT **995** (2002).
- [28] Fernández A. et al., “*Performance of the TJ-II ECRH system with the new –80kV 50A high voltage power supply*”, Fusion Eng. Des. **84**, 772 (2009).
- [29] Fernández A. et al., “*Design of the Upgraded TJ-II Quasi-optical Transmission Line*”, International Journal of Infrared and Millimeter Waves **22**, 649 (2001).
- [30] Fernández A. et al., “*EC waves polarization control in the TJ-II stellarator*”, Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves, pp 937-938 (2007).
- [31] Guasp J. et al., “*Thermal load calculations at TJ-II vacuum vessel under Neutral Beam Injection*”, Fusion Sci. and Technol., **35**, 32 (1999).
- [32] Sánchez J. et al., “*Diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac*”, J. Plasma Fusion Res. Series, **1**, 338 (1993).
- [33] McCarthy K. J. et al., “*A toroidal focusing mirror based vacuum ultraviolet diagnostic for TJ-II*”, Rev. Sci. Instrum., **70**, 312 (1999).
- [34] McCarthy K. J. et al., “*Results of an experiment relating apparent doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas*”, Europhys. Lett., **63**, 49 (2003).
- [35] McCarthy K. J. et al., “*An Impurity Emission Survey in the near UV and Visible*

Spectral Ranges of Electron Cyclotron Heated (ECH) Plasmas in the TJ-II stellarator", CIEMAT Report, 965 (2001).

[36] Rapisarda D., Zurro B., Baciero A. y Tribaldos V., "Novel passive spectroscopy system for absolutely referenced plasma rotation measurements in clean plasmas", Rev. Sci. Instrum., **77**, 33506 (2006).

[37] Baciero A. et al., "A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-IP", Rev. Sci. Instrum., **72**, 971 (2001).

[38] Ochando M. A. et al., "Bolometry systems for the TJ-II flexible heliac", Rev. Sci. Instrum., **70**, 384 (1999).

[39] Medina F. et al., "X-ray diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac", Rev. Sci. Instrum., **70**, 642 (1999).

[40] Ochando M. A. et al., "Effect of suprathermal electrons on the impurity ionization state", Plasma Phys. Control. Fusion, **48**, 1573 (2006)

[41] Barth C. J. et al., "High resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum., **70**, 763 (1999).

[42] Herranz J. et al., "The spectrometer of the high resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-IP", Fusion Eng. Des., **65**, 525 (2003).

[40] Estrada T. et al., "Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-IP", Plasma Phys. Control. Fusion, **43**, 1535 (2001).

[43] de la Luna E. et al., "Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum., **72**, 379 (2001).

[44] Pedrosa M. A. et al., "Fast movable remotely controlled Langmuir probe system", Rev. Sci. Instrum., **70**, 415 Part 2 (1999).

[45] Fontdecaba J. M. et al., "Energy-resolved neutral particle fluxes in TJ-II ECRH plasmas", Fusion Eng. Des., **46**, 271 (2004).

[46] Bondarenko I. S. et al., "Installation of an advanced heavy ion beam probing diagnostic on the TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum., **72**, 583 Part 2 (2001).

[47] Jiménez-Rey D. et al., "A Flexible Luminescent Probe to Monitor Fast Ions Losses at the Edge of the TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum., **79**, 9 (2008).

[48] López-Bruna D. et al., "Effects of ohmic current in the TJ-II stellarator", Nucl. Fusion, **44**, 645 (2004).

[49] Brañas B. et al., "Atomic beam diagnostics for characterization of edge plasma in TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum., **72**, 602 (2001).

- [50] Hidalgo A. et al., “*Multipulse supersonic helium beam diagnostic in the TJ-II stellarator*”, Rev. Sci. Instrum., **75**, 3478 (2004).
- [51] McCarthy K. J. et al., “*Diagnostic neutral beam injector and associated diagnostic systems for the TJ-II stellarator device*”, Rev. Sci. Instrum., **75**, 3499 (2004).
- [52] Carmona J. M. et al., “*First Results from the new diagnostic neutral beam injector and charge-exchange diagnostic system on the TJ-II stellarator*”, 33rd EPS Conference on plasma Phys. Rome, 19 – 23 June 2006, ECA Vol. 301, P-1.137 (2006).
- [53] Blasse G. y Grabmaier B. C., “*Luminiscent Materials*”, Springer-Verlag, Berlín (1994).
- [54] García-Campaña A. M. et al., “*Quimioluminiscencia: una interesante alternativa para la detección analítica en sistemas de flujo*”, Ars Pharmaceutica, **42**, 81-107 (2001).
- [55] University of Leipzig, Division of Nuclear Solid State Physics:
<https://bloch.physgeo.uni-leipzig.de/en/nfp/research/methods/ion-beam-analysis/>
- [56] JINA- Center for the Evolution of the Elements (JINA-CEE):
<http://www.jinaweb.org/outreach/PIXE-PAN07/lectures/PIXE-AN%20Applications.pdf>
- [57] University of Leipzig:
<http://www.uni-leipzig.de/%7Enfp/Research/Laboratories/laboratories.html>
- [58] Michaelian K. y Menchaca-Rocha A., “*Model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons*”, Phys. Rev. B, **49**, 15550 (1994).
- [59] Birks J. B., “*Theory of the Response of organic scintillation crystals to short-range particles*”, Pys. Rev., **86**, 569 (1952).
- [60] Meyer A. y Murray R. B., “*Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals*”, Phys. Rev., **128**, 98 (1962).
- [61] Kobetich E. J. y Kantz R., “*Energy deposition by electron beams and δ rays*”, Phys. Rev., **170**, 391 (1968).
- [62] Kobetich E. J. y Kantz R., “*Response of NaI(Tl) to energetic heavy ions*”, Phys. Rev., **170**, 397 (1968).
- [63] Luntz M., “*Track-Effect theory of scintillation efficiency*”, Phys. Rev. B, **4**, 2857 (1971).
- [64] Muga L. y Griffith G., “*Specific luminescence studies in plastic scintillators*”, Phys. Rev. B, **9**, 3639 (1974).
- [65] Muga L. y Diskic M., “*Refined model of luminescence production in plastic scintillators*”, Nucl. Instrum. Methods, **122**, 553 (1974).

- [66] Michaelian K., Menchaca-Rocha A. y Hilarion S., “*Ion-induced luminescence*”, J. Lumin., **72-74**, 740 (1997).
- [67] Cruz-Galindo H. S. et al., “*Luminescence model with quantum impact parameter for low energy ions*”, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, **194**, 319 (2002).
- [68] Ziegler J. F., Biersack J. P. y Ziegler M. D., “*SRIM: The Stopping and Range of Ions in Matter*”, <http://www.lulu.com/content/1524197> (2008).
- [69] Baciero A. et al., “*A study of the response of $Y_3Al_5O_{12}:Ce$ phosphor powder screens in the vacuum ultraviolet and soft X-ray regions using synchrotron radiation*”, J. Synchr. Rad., **7**, 215 (2000).
- [70] David Jiménez-Rey, “*Tesis doctoral: Caracterización de materiales luminiscentes y sus aplicaciones al estudio de iones rápidos perdidos en el stellarator TJ-II*”, Universidad Nacional de Educación a Distancia, Madrid (2008)
- [71] Shionoya S. y Yen W. M., “*Phosphor Handbook*”, CRC Press, 1999.
- [72] Zurro B. et al., “*Design of luminescent detectors for the TJ-II device*”, Rev. Sci. Instrum., **68**, 680 (1997).
- [73] Baciero A., “*Tesis doctoral: Caracterización cuantitativa de detectores luminiscentes para plasmas de fusión*”, Universidad Complutense de Madrid (2004).
- [74] Baccaro S. et al., “*Scintillation properties of $YAP:Ce$* ”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **361**, 209-215 (1995).
- [75] M. Moszyhski et al., “*Properties of the $YAP:Ce$ scintillator*”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **404**, 157F 165 (1998).
- [76] Syouta Kami et al., “*Zero-dark-counting X-ray photon detection using a $YAP(Ce)$ –MPPC detector and its application to computed tomography using gadolinium contrast media*”, Radiation Physics and Chemistry **100**, 1–7 (2014).
- [77] Kishimoto S. et al., “*Properties of a $YAP:Ce$ detector for high-energy X-ray counting experiments*”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **508** 425-433 (2003).
- [78] Cazzaniga C. et al., “*Thin $YAP:Ce$ and $LaBr_3:Ce$ scintillators as proton detectors of a thin-film proton recoil neutron spectrometer for fusion and spallation sources applications*”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **751** 19-22 (2014).
- [79] García-Muñoz M. et al., “*Scintillator based detector for fast-ion losses induced by magnetohydrodynamic instabilities in the ASDEX upgrade tokamak*”, Rev. Sci. Instrum. **80**, 053503 (2009).
- [80] Mares J. A. et al., “*Green emission band in Ce^{3+} -doped yttrium aluminium perovskite*”, Phys. Status Solidi A **127**, K6.5 (1991).

- [81] Mares J.A. et al., “*Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications*”, Proc. CRYSTALL 2000 Int. Workshop, Chamonix, September 1992, Editions Frontiers 1993, France, p. 189.
- [82] Mares J.A. et al., “*A study of fluorescence emission of Ce^{3+} ions in $YAlO_3$ crystals by the influence of doping concentration and codoping with Nd^{3+} and Cr^{3+}* ”, Mater. Chem. Phys. **32**, 342 (1992).
- [83] Pani R. et al., “*Multi-crystal YAP: Ce detector system for position sensitive measurements*”, Nucl. Instr. and Meth. A **348** 551 (1994).
- [84] Blazek K. et al., “*The effect of radiation transport on spatial resolution*”, Europ. J. Nucl. Med. **20**, Issue 10, 854 (1993).
- [85] Burgos C. et al., “*Conceptual design of fast-ion loss detectors for the TJ-II stellarator*”, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1861 (2003).
- [86] Ascasíbar E. et al., “*Overview of TJ-II flexible heliac results*”, Fusion Eng. Des., **56-57**, 145 (2001).
- [87] Guasp J., Liniers M., “*Theoretical evaluations of neutral beam injection efficiency for the TJ-II helical-axis stellarator*”, Fusion Technol. **24**, 251 (1993).
- [88] EUROfusion: <https://www.euro-fusion.org/jet/>
- [89] ITER: <https://www.iter.org/>
- [90] Kondo T. et al., “*Observation of MHD induced fast ion losses on the CHS heliotron/torsatron*”, Nucl. Fusion, **40**, 1575 (2000).
- [91] García-Muñoz M. et al., “*Fast-Ion losses due to high-frequency MHD perturbations in the ASDEX Upgrade tokamak*”, Phys.Rev. Lett., **100**, 055005 (2008).
- [92] García-Muñoz M. et al., “*NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade*”, Nucl. Fusión., **47**, L10 (2007).
- [93] Ludziejewski T. et al., “*Investigation of some scintillation properties of YAG:Ce crystals*”, Nucl. Instrum. Methods A **398**, 287 (1997).
- [94] Yang S. et al., “*Green phosphor for low-voltage cathodoluminescent applications: $SrGa_2S_4:Eu^{2+}$* ”, Appl. Phys. Lett., **72**, 158 (1998).
- [95] Moszynski M. et al., “*Absolute light output of scintillators*”, IEEE Trans. Nucl. Sci., **44**, 1052 (1997).
- [96] McCarthy K. J. et al., “*The response of several luminescent materials to keV and MeV ions*”, J. Nucl. Mater., **340**, 291 (2005).

- [97] Zurro B. et al., “*Method to deduce local impurity transport quantities from the evolution of tomographically reconstructed bolometer signals during tracer injection at TJ-II*”, Rev. Sci. Instrum., **75**, 4231 (2004).
- [98] Kandarakis I. et al., “*A theoretical model evaluating the angular distribution of luminescence emission in X-ray scintillating screens*”, Applied Radiation and Isotopes, **64**, 508–519 (2006).
- [99] Kalivas N. et al., “*Light emission efficiency and imaging properties of YAP:Ce granular phosphor screens*”, Applied Physics A, **89**, 443 (2007).
- [100] García-Muñoz M. et al., “*Characterization of scintillator screens for suprathreshold ion detection in fusion devices*” Journal of Instrumentation, **6**, P04002 (2011).
- [101] Hollerman W. A. et al., “*Proton damage measurements of rare earth oxide scintillators*”, IEEE Trans. NS, **38**, 184 (1991).
- [102] Broggio D. et al., “*Ion-induced degradation of BC-418 scintillation yield*”, Radiat. Meas., **40**, 736 (2005).
- [103] Pfahnl A., “*Advances in Electron Tube Techniques*”, Pergamon, New York (1961), p. 204.
- [104] Suchanska M. et al., “*Ion beam induced luminescence of alkali halide crystals*”, Phys. Stat. Sol., **182**, 231 (1994).
- [105] Baryshevsky V. G. et al., “*Spectroscopy and scintillation properties of cerium doped YAlO₃ single crystals*”, J. Phys. Condens. Matter., **5**, 7893-7902 (1993).
- [106] Toriyabe Y. et al., “*Temperature dependence of YAlO₃ (Ce) scintillation response to α -ray excitation*”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **611**, 69 (2009).
- [107] Ziegler J. M., <http://www.srim.org/>.
- [108] McCarthy K. J. et al., “*Characterization of the response of chromium doped alumina screens in the vacuum ultraviolet using synchrotron radiation*”, J. Appl. Phys., **92**, 11 (2002).
- [109] Rapisarda D. et al., “*The role of a fast ion component on the heating of the plasma bulk*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **49**, 309 (2007).
- [110] Okada H. et al., “*Dependence of the confinement of fast ions generated by ICRF heating on the field configuration in Heliotron J*”, Nuclear Fusion, **47**, 1346 (2007).
- [111] Buchenauer D. et al., “*Measuring the escaping beam ions from a tokamak plasma*”, Rev. Sci. Instrum., **58** (12), 2264 (1987).

- [112] Rebut P. H., “*L'Énergie des Etoiles. La Fusion Nucléaire Controlée*”, Odile Jacob, Paris (1999).
- [113] Toi K. et al., “*Energetic ion driven MHD instabilities observed in the heliotron/torsatron devices Compact Helical System and Large Helical Device*”, Nucl. Fusion, **40**, 1349 (2000).
- [114] McClements K. G. et al., “*Collective electric field effects on the confinement of fast ions in tokamaks*”, Phys. of Plasmas, **13**, 42503 (2006).
- [115] Darrow D. S., “*Scintillator based energetic ion loss diagnostic for the National Spherical Torus Experiment*”, Rev. Sci. Instrum., **79**, 023502 (2008).
- [116] Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D. et al., “*Investigating the performance of an ion luminescence probe as a multichannel fast-ion energy spectrometer using pulse height analysis*”, Rev. Sci. Instrum. **83** 10D306 (2012).
- [117] Jiménez-Rey D. et al., “*Ionoluminescent response of several phosphor screens to keV ions of different masses*”, J. Appl. Phys., **104**, 64911 (2008).
- [118] Wilman E. S. et al., “*A new detector for mass spectrometry: direct detection of low energy ions using a multi-pixel photon counter*”, Rev. Sci. Instrum. **83**, 013304 (2012).
- [119] Baumjohann W. y Treumann R. A., “*Basic Space Plasma Physics*”, Imperial College Press (1997).
- [120] Martínez M., Zurro B. et al., “*The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II*”, 21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics. (2016).
- [121] SP Devices: <http://spdevices.com/index.php/adq14>
- [122] Jackson J. D., “*Classical Electrodynamics*”, John Wiley and Son, Inc. (1962).
- [123] Zurro B. et al., “*Suprathermal ion studies in ECRH and NBI phases of the TJ-II stellarator*”, Nucl. Fusion **53**, 083017 (2013).
- [124] Tribaldos V. et al., “*Electron cyclotron heating and current drive in the TJ-II stellarator*”, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 2113-2130 (1998).
- [125] Medina F. et al., “*Characterization of ripple-trapped suprathermal electron losses by their bremsstrahlung emission in the soft x-ray range at the TJ-II stellarator*”, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 385 (2007).
- [126] Huba J. D., NRL Plasma Formulary, Naval Research Laboratory, Washington, DC (2006).
- [127] Fundamenski W. y García O.E., “*Comparison of Coulomb Collision Rates in the*

Plasma Physics and Magnetically Confined Fusion Literature”, EFDA-JET-R(07)01 (2007).

[128] Barnes C. W. et al., “Zero-dimensional energy balance modelling of the CTX spheromak experiment”, Nucl. Fusion **25**, 1657 (1985).

[129] Janev R. K. et al., “Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas”, Springer-Verlag, ISBN 3-540-17588-1 (1987).

[130] Bustos A. et al., “Studies of the fast ion energy spectra in TJ-II”, Phys. of Plasmas **20**, 022507 (2013).

[131] Zurro B. et al., “Observation of thermal decoupling of highly ionized impurities and protons in the TJ-I tokamak and its interpretation”, Plasma Phys. Control. Fusion **32**, 565 (1990).

[132] López-Bruna D. et al., “First dynamic magnetic configuration scans in ECRH plasmas of the TJ-II Helic”, Nucl. Fusion **49**, 085016 (2009).

[133] Bondarenko O. et al., “Influence of Low-Order Rational Surfaces on the Radial Electric Field of TJ-II ECH Plasmas”, Contrib. Plasma Phys. **50**, No. 6-7, 605 – 609 (2010).

[134] Helander P. et al., “Ion acceleration during reconnection in MAST”, Phys. Rev. Lett. **89**, 23 (2002).

[135] Furth H. P. y Rutherford P. H., “Ion runaway in tokamak discharges”, Phys. Rev. Lett. **28**, 9 (1972).

[136] Holman G. D., “DC electric field acceleration of ions in solar flares”, Astrophys. J. **452**, 451 (1995).

[137] Magee R. M. et al., “Anisotropic Ion Heating and Tail Generation during Tearing Mode Magnetic Reconnection in a High-Temperature Plasma”, Phys. Rev. Lett. **107**, 065005 (2011).

[138] Iguchine V. et al., “Structure and dynamics of sawteeth crashes in ASDEX Upgrade”, Phys. of Plasmas **17**, 122506 (2010).

[139] Martinell J. J., Lopez-Bruna D. y Ochando M. A., “Dynamics of magnetic islands and confinement transitions in TJ-II”, 15th Latin American Workshop on Plasma Physics, Journal of Physics: Conference Series **591**, 012012 (2015).

[140] Ejiri A. et al., “Ion temperature increase during MHD events on the TST-2 spherical tokamak”, Nucl. Fusion **43**, 547 (2003).

[141] Martínez M. et al., “The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II”, Rev. Sci.

Instrum. **87**, 11D809 (2016).

[142] Zurro B. et al., “*The Level of Non-Thermal Velocity Fluctuations Deduced From Doppler Spectroscopy and their Role on TJ-II Confinement*”, Contrib. Plasma Phys., **50**, No. 6-7, 616 – 619 (2010).

[143] Zohm H., et al., “*The physics of edge localized modes (ELMs) and their role in power and particle exhaust*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **38**, 105 (1996).

[144] Suttrop W. et al., “*Characteristics of edge localized modes in ASDEX upgrade*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **42**, A1 (2000).

[145] Hirsch M. et al., “*Operational range and transport barrier of the H-mode in the stellarator W7-AS*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **40**, 631 (1998).

[146] Weller A. et al., “*Survey of magnetohydrodynamic instabilities in the advanced stellarator Wendelstein 7-AS*”, Phys. Plasmas, **8**, 931 (2001).

[147] Grigull P. et al., “*Edge transport barrier formation and ELM phenomenology in the W7-AS stellarator*”, J. Nucl. Mater., **290-3**, 1009 (2001).

[148] Hirsch M. et al., Proc. 25th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (1998).

[149] Toi K. et al., “*Observation of the low to high confinement transition in the large helical device*”, Phys. Plasmas, **12**, 020701 (2005).

[150] Morita S. et al., “*H-mode-like transition and ELM-like burst in LHD with thick ergodic layer*”, Nucl. Fusion, **47**, 1033 (2007).

[151] Watanabe F. et al., “*Characteristics of edge MHD modes and ELM activity observed in LHD plasmas*”, Contrib. Plasma Phys., **50**, 651 (2010).

[152] García-Cortés I. et al., “*Edge-localized-mode-like events in the TJ-II stellarator*”, Nucl. Fusión, **40**, 1867 (2000).

[153] Jiménez J.A. et al., “*Localized electromagnetic modes in MHD stable regime of the TJ-II Helic*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **48**, 515 (2006).

[154] López-Bruna D., Ochando M.A. et al., “*Relationship between MHD events, magnetic resonances and transport barriers in TJ-II plasmas*”, Nucl. Fusion, **53**, 073051 (2013).

[155] Endler M. et al., “*The fine structure of ELMs in the scrape-off layer*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **47**, 219–240 (2005).

[156] de la Cal E. y el TJ-II Team, “*Edge localized mode-like instability driven plasma edge burst study in the TJ-II stellarator*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **57**, 075001 (2015).

Referencias

- [157] Krasheninnikov S. I., “*On scrape off layer plasma transport*”, Phys. Lett. A, **283**, 368 (2001).
- [158] Garland S. et al., “*The structure and poloidal dynamics of blob filaments in TJ-K*”, Plasma Phys. Control. Fusion, **58**, 044012 (2016).

Apéndice A

Modelo de una sonda cilíndrica

Para poder comparar los resultados numéricos de la sonda elipsoidal ([Capítulo 4](#)) con la sonda cilíndrica, se requirió simular la sonda cilíndrica que se ha empleado desde la campaña de 2007. El programa utiliza la ecuación de un cilindro:

$$(x)^2 + (z)^2 = (r_c)^2 \quad (\text{A.1})$$

donde se supuso la simetría a lo largo del eje Y y r_c es igual al radio del cilindro (12.7 mm). Un esquema de la sonda cilíndrica se puede ver en la [figura 4.2](#). Se asume una pluma de emisión de luz cuya intensidad va como $\cos^2 \theta_p$ (de la misma manera que en el [apartado 4.5.1](#)), igual que en el caso de la simulación de la sonda elipsoidal. También se consideran las reflexiones por las paredes del cilindro, y se sigue la misma lógica que para el caso de la geometría elipsoidal.

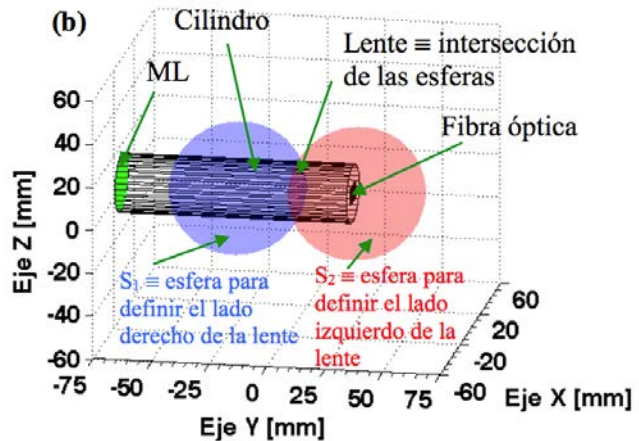


Figure A1. (a) Lente de la sonda cilíndrica, la cual se encuentra a la misma distancia entre la pantalla luminiscente y la fibra óptica. (b) Esquema de cómo se define la lente dentro de la sonda cilíndrica; esta lente se define como la intersección de dos esferas, mostradas en la figura. También se muestra el material luminiscente (ML) y la fibra óptica.

Se consideran dos tipos de vectores: el primer tipo de vector tiene una intersección con las paredes, es decir, que tendrá una reflexión; y el segundo tipo de vector, y posteriormente los vectores por reflexión también, se verán refractados por la lente que se encuentra aproximadamente a 76 mm de la pantalla luminiscente y 24 mm de la fibra óptica. Al igual que con el caso del elipsoide, primero se tiene que verificar si los vectores de la pluma tienen intersección con la lente: en caso de que no sea así se busca la intersección con la pared del cilindro.

La **lente de la sonda cilíndrica** se programó de la siguiente manera: se supusieron dos esferas, donde la intersección de ambas corresponderá geométricamente a la lente, ver [figura A1](#). Para calcular el radio de cada una de las esferas (ambas serán iguales, excepto por la coordenada del centro de cada una de ellas) se utiliza la ecuación:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n-1)d}{nR_1R_2} \right) = (n - 1) \left(\frac{2}{R} - \frac{(n-1)d}{nR^2} \right) \quad (A.2)$$

donde (ver [figura A1 \(a\)](#)) el índice de refracción de la lente es de $n = 1.46$, R_1 y R_2 son los radios de las esferas equivalentes de cada sección de la lente, d es la anchura de la lente y f es su focal, donde se asume que $F = F' = f$. En la ecuación (A.1) se asumió que $n_1 = n_2 = 1$ y que $R_1 = R_2 = R$. Resolviendo la ecuación, tomando $d = 7$ mm, se obtiene que $R = 33$ mm. Se asume el material luminiscente está en la posición -76 mm y la lente en la posición 0 mm a lo largo del eje Y (ver [figura A1 \(b\)](#)).

De igual manera cuando los vectores pasan a través de la lente, se calcula nuevamente el plano normal y la normal para utilizar la ley de Snell (ecuación (4.11)). Es posible que algunos de estos vectores aún sigan teniendo reflexiones con las paredes, incluso después de pasar por la lente; por esta razón el código sigue verificando si se da esta intersección. Este proceso continúa hasta que el vector de la pluma de emisión, ya sea refractado o reflejado, intersekte el plano XZ, en la posición donde se encuentra la fibra óptica (en el eje Y, la fibra óptica está en $y = 24$ mm).

En la [figura A2](#) se muestra la evolución de la pluma de emisión a diferentes posiciones a lo largo de la sonda (eje Y), para un punto inicial de la pluma de emisión de $x = -6$. Además, la sonda cilíndrica tiende a tener muchos más vectores reflejados por las paredes (ver [figura A3](#)), esto se debe directamente a la geometría intrínseca que posee el cilindro, que sólo refleja pero no redirige los vectores directamente hacia la zona donde se encuentra la fibra óptica. Se tiene que recordar que el código hace un corte en un máximo de 10 interacciones.

Figure A2. Evolución de la pluma en diferentes posiciones a lo largo del eje Y para la sonda cilíndrica. Los colores de cada vector representan su intensidad asignada de forma aleatoria. El centro de la sonda esta en $y = 0$, que es donde se encuentra la lente (representada con un círculo de color cian). En la última figura se observan los vectores que caen dentro de la fibra óptica, la cual está representada por un rectángulo.

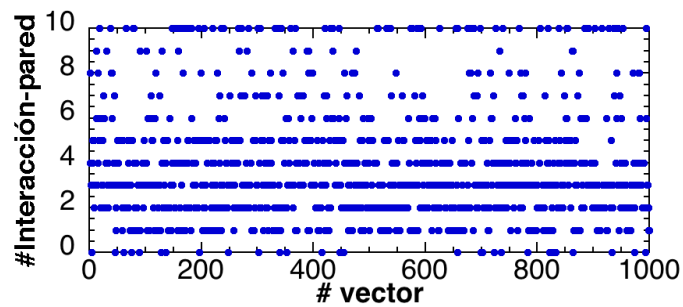


Figure A3. Número de interacciones entre todos los vectores y la pared, para el caso de la sonda cilíndrica, y una pluma de emisión partiendo de $x = -6$ mm.

Apéndice A. Modelo de una sonda cilíndrica

Haciendo la suposición de diferentes porcentajes (0%, 10%, 20%, 30%, 40% y 50%) de pérdida de intensidad de cada vector al tener una reflexión en la pared de la sonda, se puede calcular la intensidad captada por la fibra óptica. En la [figura A4](#) se muestran las intensidades que llegan al área de la fibra óptica para diferentes puntos iniciales de la pluma de emisión. Cuando son cercanas al borde de la pantalla luminiscente, la sonda cilíndrica tiene $\approx 5\%$ de intensidad medida, lo que implicaría que iones que alcancen estas áreas de la pantalla luminiscente serían muy difíciles de detectar.

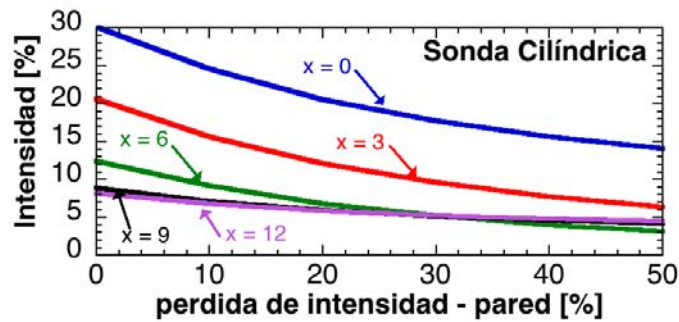


Figure A4. Intensidades capaces de ser captadas por la fibra óptica para la sonda cilíndrica, de la pluma de emisión a diferentes puntos iniciales x (que están señalados).

Apéndice B

Lista de símbolos

Símbolo	Unidad	Descripción
a	m	Radio menor.
Ar		Elemento atómico Argón.
\mathbf{B}	T	Campo magnético.
B_θ	T	Campo magnético poloidal.
B_ϕ	T	Campo magnético toroidal.
c	m/s	Velocidad de la luz.
C^{4+}		Ión de carbono.
2_1D		Deuterón.
\mathbf{E}	V/cm	Campo eléctrico.
E_r	V/cm	Campo eléctrico radial.
E_{res}	V/cm	Campo eléctrico resonante.
e^+		Positrón.
\mathbf{F}	N	Fuerza.
F_c	N	Fuerza centrífuga.
$f(W)$		Función de distribución de la energía.
f_H		Fracción de partículas atrapadas helicoidalmente
4_2He		Helio atómico.
3_2He		Isótopo del Helio.
1_1H		Hidrógeno atómico.
H^+		Protón.
H_2^+		Hidrógeno molecular protonado, catión dihidrógeno.
H_3^+		Hidrógeno molecular protonado, catión trihidrógeno.
H_α	$u.a. [unidad arbitraria]$	Línea de emisión de radiación del hidrógeno.
ι		Transformada rotacional.
τ		Iota barra ($\iota/2\pi$).
$J_{energía}$	$W \cdot m^{-2}$	Flujo de energía de las partículas supratérmicas.
$J_{partículas}$	$partículas \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	Flujo de partículas supratérmicas.
k_B	$J K^{-1}$	Constante de Boltzmann.
l		Índices poloidales.
M		Periodicidad del campo magnético
m		Índices toroidales.
m_q	kg	Masa de la partícula q .
n		Índice de refracción.
n_0	m^{-3}	Densidad de átomos neutros.
n_e	m^{-3}	Densidad electrónica del plasma.

Apéndice B. Lista de símbolos

n_i	m^{-3}	Densidad iónica del plasma.
n_{sp}	m^{-3}	Densidad de iones supratérmicos.
$n_{parallel}$		Índice de refracción paralelo: ángulo entre el campo magnético toroidal B y el vector de onda k .
p		Protón.
P_{ECRH}	kW	Potencia de un girotrón.
Q_{ECRH}	$W m^{-3}$	Densidad de potencia transferida a los iones supratérmicos durante la fase de ECRH.
Q_{CX}	$W m^{-3}$	Pérdidas por intercambio de carga.
Q_{sp-p}	$W m^{-3}$	Transferencia de calor a través de colisiones, entre la población supratérmica y los protones térmicos.
q	C	Carga eléctrica de la partícula.
R	m	Radio mayor del TJ-II.
R_c	m	Radio de curvatura.
r_{focus}	m	Distancia focal del elipsoide.
T_0	eV	Temperatura de neutros.
T_e	eV	Temperatura electrónica.
T_i	eV	Temperatura iónica.
T_{sp}	eV	Temperatura de iones supratérmicos.
t_{perd}	s	Tiempo de tránsito poloidal.
T_{sp}^{avg}	eV	Temperatura promediada sobre todas las líneas de visión espectroscópicas.
v	m/s	Velocidad.
v_θ	m/s	Velocidad poloidal.
$v_{ }$	m/s	Velocidad paralela.
v_\perp	m/s	Velocidad perpendicular.
v_D	m/s	Velocidad de deriva.
ω_c	rad/s	Frecuencia ciclotrónica.
z	cm	Coordenada vertical de la línea de visión dentro del stellarator TJ-II.
Z		Número atómico.
Z_{eff}		Carga efectiva del plasma.
α		Núcleo de 4He .
β		Cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético.
ε_\perp	J	Fracción perpendicular de la energía cinética.
ε_h		Rizado helicoidal.
ε_t		Rizado toroidal.
φ	rad	Ángulo toroidal.
γ		Fotón.
Γ	$iones \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	Flujo o densidad de corriente integrado
σ	m^2	Sección eficaz.
ν_e		Neutrino.
λ	nm	Longitud de onda.
μ	$A m^2$	Momento magnético.
μ_0	H/m	Permeabilidad magnética del vacío.
ρ		Radio efectivo, r/a .

Apéndice B. Lista de símbolos

ρ_L	m	Radio de Larmor.
ρ_n		Posición de focalización de los girotrones, $\rho_n = r/a$.
θ	rad	Ángulo poloidal.
θ_p	rad	Ángulo entre la normal al plano de la pantalla luminiscente y un vector de la pluma de emisión.
τ_{E-sp}	s	Tiempo de des-confinamiento
τ_{Perd}	s	Tiempo característico para la pérdida de estas partículas.
τ_{sp-p}		Tiempo característico de termalización y de intercambio de carga
τ_{sp-0}		Tiempo característico de intercambio de carga
Ω	sr	Ángulo sólido.
$(dE/dr)_n$	eV/nm	Poder de frenado nuclear (proceso inelástico núcleo-núcleo)
$(dE/dr)_e$	eV/nm	Poder de frenado electrónico (proceso inelástico ión-electrón)
$\langle \sigma \nu \rangle_{cx}$	$m^3 s^{-1}$	Coefficiente de ritmo (<i>rate coefficient</i>) de intercambio de carga.

Apéndice C

Lista de acrónimos y anglicismos

<i>AFTER GLOW</i>	<i>Luminiscencia residual</i> . Permite observar luminiscencia tras largos periodos de tiempo (mayor que el tiempo de decaimiento de la luminiscencia).
<i>ASDEX-Upgrade</i>	Tokamak situado en Garching, Alemania.
<i>AUG</i>	<i>ASDEX Upgrade Group</i> .
<i>CCD</i>	<i>Charge-Coupled Device</i> , siglas en inglés de dispositivo de carga acoplada.
<i>CIEMAT</i>	<i>Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas</i> , situado en Madrid, España.
<i>CNPA</i>	<i>Compact Neutral Particle Analyzer</i> , siglas en inglés del diagnóstico analizador compacto de partículas neutras.
<i>CXRS</i>	<i>Charge Exchange Recombination Spectroscopy</i> , siglas en inglés del diagnóstico de espectroscopia por intercambio de carga.
<i>DIR</i>	<i>Detector de iones rápidos</i> , siglas de la sonda luminiscente para caracterizar las pérdidas de iones rápidos en el borde del plasma.
<i>DNBI</i>	<i>Diagnostic Neutral Beam Injector</i> , siglas en inglés de inyector de haces de partículas neutras de diagnóstico.
<i>ECE</i>	<i>Electron Cyclotron Emission</i> , siglas en inglés de emisión ciclotrónica electrónica.
<i>ECRH</i>	<i>Electron Cyclotron Resonance Heating</i> , siglas en inglés del calentamiento por resonancia a la frecuencia ciclotrónica de los electrones.
<i>ELM</i>	<i>Edge-Localized-Mode</i> , modo localizado en el borde del plasma.
<i>ELM-like</i>	<i>Edge-Localized-Mode-Like</i> , modo parecido al modo <i>ELM</i> .
<i>EMI</i>	<i>Electro-Magnetic Interferences</i> , interferencias

Apéndice C. Lista de acrónimos y anglicismos

	electromagnéticas.
<i>FL</i>	<i>Fotoluminiscencia</i> , emisión de radiación electromagnética en la región del visible e infrarrojo cercano.
<i>FWHM</i>	<i>Full Width at Half Maximum</i> , siglas en inglés que denotan la anchura de una gaussiana a mitad de altura.
<i>GALLEX</i>	<i>The GALLium EXperiment</i> , experimento para la detección de neutrinos solares usando galio.
<i>GLOW</i>	<i>Descarga luminosa</i> , descarga eléctrica en un gas a baja presión que crea un plasma de baja densidad y temperatura. Se caracteriza por una emisión luminosa uniforme, que es utilizada para limpieza y acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío.
<i>Hα</i>	Radiación con una longitud de onda de 656.2 nm, se produce cuando el electrón del átomo de hidrógeno experimenta una transición entre los niveles $n=3$ y $n=2$. La medida de la intensidad se utiliza como diagnóstico puesto que depende entre otros parámetros, de la densidad de átomos neutros, de la densidad de electrones y de la temperatura del plasma.
<i>HELIAC</i>	Dispositivo de plasmas de fusión, en el cual el centro de las bobinas de campo toroidal no se encuentra en un mismo plano y sigue una línea helicoidal alrededor del conductor central. Un ejemplo de este dispositivo es el TJ-II.
<i>HFS</i>	<i>High Field Side</i> , acrónimo en inglés de región de alto campo magnético del plasma.
<i>HIBP</i>	<i>Heavy Ion Beam Probe</i> , siglas en inglés de sonda para inyección de haces de iones pesados en el plasma.
<i>IBA</i>	<i>Ion Beam Analysis</i> , acrónimo en inglés de análisis con haces de iones.
<i>IL</i>	<i>Ionoluminiscencia</i> , emisión de radiación electromagnética producida por la excitación de un material luminiscente a través de haces iónicos.
<i>IOTA BARRA</i>	Inverso del factor de seguridad (q) en un tokamak, donde el factor de seguridad se define como: el número de vueltas de las

	líneas de campo magnético en un tokamak dan alrededor de la circunferencia mayor por cada vuelta alrededor de la circunferencia menor.
<i>ITER</i>	<i>Internacional Thermonuclear Experimental Reactor</i> , reactor experimental en fase de construcción y que constituye el paso previo al primer reactor de fusión nuclear de demostración. El significado en latín de ITER es camino.
<i>LCMFS</i>	<i>Last closed Magnetic Flux Surface</i> . Siglas en inglés de la última superficie de flujo magnético cerrada del plasma.
<i>JET</i>	<i>Joint European Torus</i> , tokamak situado en Abingdon, Inglaterra.
<i>LFS</i>	<i>Low Field Side</i> , siglas en inglés de región de alto campo magnético del plasma.
<i>LHD</i>	<i>Large Helical Device</i> , siglas en inglés de gran dispositivo helicoidal, de tipo stellarator situado en Toki, Japón.
<i>LNFCM</i>	<i>Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético</i> , se suele abreviar como LNF, situado en las instalaciones del CIEMAT en Madrid, España. Este laboratorio está integrado dentro del programa europeo de fusión y participa en el proyecto internacional ITER.
<i>MATLAB</i>	<i>MATrix LABoratory</i> , laboratorio de matrices, herramienta de software matemático.
<i>MAST</i>	<i>Mega Ampere Spherical Tokamak</i> , tokamak esférico situado en <i>Culham Centre for Fusion Energy</i> , Oxfordshire, Reino Unido.
<i>MCS</i>	<i>Magnetic Configuration Scan</i> , escaneo de la configuración magnética.
<i>MHD</i>	<i>Magneto-Hidro-Dinámica</i> , disciplina que estudia la dinámica del plasma en presencia de campos eléctricos y magnéticos.
<i>ML</i>	<i>Material Luminiscente</i> , son los materiales capaces de producir emisión de radiación electromagnética, al incidir sobre el material ciertos tipos de energía.
<i>NBI</i>	<i>Neutral Beam Injection</i> , sistema de calentamiento por un haz neutro.

Apéndice C. Lista de acrónimos y anglicismos

<i>NPA</i>	<i>Neutral Particle Analyzer</i> , siglas en inglés del diagnóstico llamado analizador de partículas neutras.
<i>PDI</i>	<i>Parametric Decay Instabilities</i> , inestabilidades paramétricas de decaimiento.
<i>PIGE</i>	<i>Proton Induced Gamma-ray Emission</i> , siglas en inglés de la técnica de emisión de rayos gamma inducidos por protones.
<i>PITCH ANGLE</i>	<i>Ángulo de inclinación o cabeceo</i> , ángulo formado por el vector velocidad de la partícula con respecto a la línea de campo magnético en torno a la que esa partícula se mueve.
<i>PIXE</i>	<i>Proton Induced X-ray Emission</i> , acrónimo en inglés de la técnica de emisión de rayos X.
<i>PLATEAU</i>	<i>Meseta</i> , es la zona con pendiente cero.
<i>PMA</i>	<i>Photo Multiplier Analyzer</i> , analizador multicanal fotónico, (modelo PMA 12 / C10027-01, Hamamatsu, Japón), con un rango espectral de 200-900 nm.
<i>PMT</i>	<i>Photomultiplier</i> , siglas en inglés de fotomultiplicador, detector de luz normalmente en el visible.
<i>P46</i>	<i>Y₃Al₅O₁₂:Ce</i> , también denominado YAG:Ce, es un material luminiscente con un pico de emisión máxima en 540 nm.
<i>ORNL</i>	<i>Oak Ridge National Laboratory</i> , laboratorio situado en Tennessee, EE. UU.
<i>RBS</i>	<i>Rutherford Backscattering Spectroscopy</i> , acrónimo en inglés de la técnica de espectrometría Rutherford Backscattering.
<i>RF</i>	<i>Radio Frecuencia</i> , calentamiento existente en el TJ-II para el calentamiento del plasma por medio de ondas electromagnéticas.
<i>RX</i>	<i>Rayos X</i> , radiación electromagnética en la región de longitudes de onda < 10 nm.
<i>SEI</i>	<i>Secondary Electron Emission</i> , siglas en inglés de la técnica de emisión de electrón secundario.
<i>SOL</i>	<i>Scrape-Off Layer</i> , región del plasma fuera del LCMFS.
<i>SPUTTERING</i>	<i>Pulverización catódica</i> , es la extracción de átomos de la superficie de un material debido al intercambio de momento

Apéndice C. Lista de acrónimos y anglicismos

	con iones que lo bombardean.
<i>SRIM</i>	<i>The Stopping and Range of Ions in Matter</i> , definición en inglés del poder de frenado y rango de iones en la materia.
<i>STELLARATOR</i>	Dispositivo de confinamiento magnético. El nombre deriva de “stella generator”, o lo que es lo mismo, generador de estrellas en clara alusión a los futuros reactores de fusión como pequeñas estrellas en la Tierra.
<i>STIM</i>	<i>Scanning Transmission Ion Microscopy</i> , siglas en inglés de la técnica de microscopía iónica de transmisión.
<i>TJ-II</i>	<i>Torus JEN-II</i> , nombre con el que se denominó al dispositivo de plasmas de fusión tipo stellarator heliac flexible instalado en el LNFCM.
<i>TG-Green</i>	<i>SrGa₂S₄:Eu</i> , es un material luminiscente con emisión máxima en 530 nm.
<i>TOKAMAK</i>	Cámara toroidal con bobinas magnéticas o cámara toroidal con campo magnético axial.
<i>TRIM</i>	<i>TRansport of Ion in the Matter</i> , siglas en inglés del transporte del ión en la materia.
<i>UV</i>	<i>Ultra Violeta</i> . Radiación electromagnética en la región de longitud de onda por debajo de 400 nm capaz de excitar las impurezas o centros luminiscentes de los materiales luminiscentes.
<i>YAP:Ce</i>	<i>YAlO₃:Ce</i> , es un material luminiscente con una emisión máxima en 360 nm.
<i>WENDELSTEIN 7-X</i>	Stellarator superconductor de gran tamaño en operación en Greifswald, Alemania.
<i>W7-AS</i>	<i>Wendelstein 7-AS (Advanced Stellarator)</i> , stellarator que operaba en el Instituto de Max Planck de 1988 a 2002.

Apéndice D

Publicaciones y Congresos

Se da una lista de los trabajos publicados, los que están enviados o en preparación y las comunicaciones a congresos que se han originado en esta Tesis Doctoral.

D.1 Publicaciones en revistas internacionales

1. **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos, M. Malo, M.T. Crespo, and D. Muñoz, “*The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II*”, Review of Scientific Instruments **87**, 11D809 (2016).
2. (Aceptado) **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos, A. López-Fraguas and D. Muñoz, “*Discrete fast-ion detection with energy discrimination in plasmas having edge localized mode-like instabilities in the stellarator TJ-II*”, Contributions to Plasma Physics.
3. (Enviado) **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey and V. Tribaldos, “*Investigation of the role of electron cyclotron resonance heating and magnetic configuration on the suprathermal ion population in the stellarator TJ-II using a luminescent probe*”, Plasma Physics and Controlled Fusion.
4. (En preparación) Optik: “*Design of an ellipsoidal probe to collect light from extended and weak light sources*”.

D.2 Comunicaciones en conferencias.

20th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (HTPD 2014), Atlanta, Georgia, USA, “*Luminescent Probe Head Design Optimized for Light Gathering in an Ion Detector for Ion Counting with Energy Discrimination*”, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, D. Muñoz, and M. T. Crespo.

41st European Physical Society (EPS 2014) conference in Berlin, Germany, “*Analysis of the energy distributions of escaping suprathermal ions in the TJ-II by means of a flexible luminescent probe with energy and pulse resolution*”, poster y proceedings P2.073, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos and TJ-II Team.

25th Fusion Energy Conference (FEC 2014), Saint Petersburg, Russia, “*Analysis of Ion Energy Spectrum and Peaks in ECRH TJ-II plasmas, with Fixed and Variable Magnetic Configuration*”, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos.

4th edition FuseNet PhD (2014) in Lisbon, Portugal, “*Analysis of Ion Energy Spectrum and Peaks in ECRH TJ-II plasmas, with Fixed and Variable Magnetic Configuration*”, **M. Martínez**.

42nd European Physical Society (EPS 2015) conference in Lisbon, Portugal, “*Analysis of the energy distribution of escaping suprathermal ions in neutral-beam injection phase of the TJ-II stellarator*”, poster y proceedings P4.165, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos.

5th edition FuseNet PhD (2015) in the city of Prague, Czech Republic, “*Analysis of the energy distribution of escaping suprathermal ions in neutral-beam injection phase of the TJ-II stellarator*”, **M. Martínez**.

21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (HTPD 2016), in Madison, Wisconsin, “*The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II*”, poster y

proceedings 3.2.31, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos, M. Malo, M.T. Crespo, and D. Muñoz and the TJ-II team.

43rd European Physical Society (EPS 2016) Conference on Plasma Physics in Leuven, Belgium, “*The study of fast ion losses in TJ-II in the hundreds of kHz range with a detector upgraded with counting capabilities and energy discrimination*”, poster y *proceedings* P1.006, **M. Martínez**, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, V. Tribaldos.